

# Ladungsträgerextraktionsmodell zur Simulation des Abschaltens von IGBTs

Dissertation  
zur  
Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)  
der Fakultät für Informatik und Elektrotechnik  
der Universität Rostock

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Jörg Schumann

**Gutachter:**

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Hans-Günter Eckel, Universität Rostock
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Andreas Lindemann, Universität Magdeburg
3. Gutachter: Dr. rer.nat. Frank Pfirsch, Infineon Technologies AG Neubiberg

Datum der Einreichung: 04.02.2014

Datum der Verteidigung: 20.06.2014

## **Danksagung**

Diese Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG, Geschäftszeichen EC 417/1-1) unterstützt.

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität Rostock am Institut für Elektrische Energietechnik. An dieser Stelle möchte ich mich bei einigen Personen bedanken, die mir in meinem beruflichen und privaten Umfeld in dieser Zeit zur Seite standen.

Der erste Dank geht für die Gutachter – und Betreuungstätigkeit an Prof. Dr.-Ing. Hans-Günter Eckel und besonders auch an die weiteren Gutachter dieser Arbeit, an Prof. Dr.-Ing. Andreas Lindemann von der Universität Magdeburg und an Dr. rer.nat. Frank Pfirsch von der Infineon Technologies AG Neubiberg bei München.

Ein zusätzlicher, besonderer Dank geht an Herrn Prof. Dr.-Ing. Eckel, der mir auch die Arbeit an fachübergreifenden Forschungsthemen ermöglichte. Zusammen mit dem ausgezeichneten Kollegenstamm und den industriellen Kooperationspartnern konnte ich mich in einem interessanten und abwechslungsreichen Umfeld wiederfinden, welches auch in umfangreichen Forschungsergebnissen widerspiegelt wird.

In diesem Rahmen danke ich der gesamten Münchener Abteilung der Infineon Technologies AG in Neubiberg im Bereich der Leistungshalbleiterforschung- und Entwicklung, allen voran Dr. Ing. Gerhard Miller, Dr. rer.nat. Peter Türkes und Dr. rer.net Frank Pfirsch für die kooperative Zusammenarbeit und die Möglichkeit, viele der Forschungsthemen konkret durch Halbleiterhersteller-bezogene Kenntnisse ergänzen zu können.

Dank geht auch an die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), die die letzten beiden Jahre meine Forschungsarbeit finanzierte.

Von meinen Kollegen möchte ich u.a. besonders folgende Personen für die kollegiale Zusammenarbeit und Unterstützung auf verschiedenen Gebieten danken: Jürgen Böhmer, Jan Fuhrmann, Holger Wiencke, Christian Grünbaum, Marten Müller, Steffen Sängler, Christoph Junghans, Sidney Gierschner und Michael Behrens.

Innerhalb meiner Familie geht der Dank vor allem an meine beiden Eltern, Karin und Gerhard Schumann und an meine Schwester Martina.

Auch meinem gesamten Freundeskreis ist hier gedankt, ich konnte weiterhin meine Hobbies verfolgen und mich voll auf die Forschung konzentrieren ohne dass mir jemand die Zeitknappheit übel nahm.

## Abstrakt

In dieser Arbeit wird ein neues Simulationsmodell vorgestellt, mit dem Abschaltungen von IGBTs simuliert werden. Durch Implementierung der Avalancheabhängigkeit ist dieses Modell auch für Hochvolt-IGBTs verwendbar. Das wird anhand von 6,5kV-IGBTs gezeigt. Mit Hilfe von experimentellen Untersuchungen an realen Leistungshalbleitermodulen kann die Extraktion der dafür nötigen Parameter erfolgen. Es wird gezeigt, dass die dynamischen Eigenschaften wie die bauelementinternen Feldstärken und Komponentenströme die Abschaltung bestimmen.

Das besondere am vorgestellten Simulationsmodell, dem Ladungsträgerextraktionsmodell, ist die Möglichkeit, ohne Herstellerkenntnisse die dynamischen Schaltverhältnisse physikalisch nachzubilden.

Nach dem Prinzip der Ladungsträgeraussäumung beim Abschalten muss die Ladungsträgerverteilung im Durchlass bekannt sein. Die Ladungsträgerverteilung im Durchlass innerhalb eines Bauelementes ändert sich in Abhängigkeit der Temperatur und der Stromdichte. Für die Bestimmung der Ladungsträgerverteilung im Durchlass bei sämtlichen schaltrelevanten Temperaturen und Stromdichten genügt eine Ausmessung der Ladungsträgerverteilung bei drei verschiedenen Betriebspunkten im Durchlass. Es wird gezeigt, dass sich bei Änderung der Temperatur und der Stromdichte die Ladungsträgerverteilung im Bauelement ändert und dass diese Änderung bekannten bzw. ableitbaren physikalischen Gesetzen unterliegt, so dass auf eine weitere Ausmessung der Ladungsträgerverteilung bei erneuter Änderung von Temperatur oder Strom verzichtet werden kann. Besonders vorteilhaft am Ladungsträgerextraktionsmodell ist, dass ein Abgleich des Simulationsmodells in Abhängigkeit der Abschaltbedingungen nicht erforderlich ist, sofern die Ladungsträgerverteilung im Durchlass korrekt bestimmt wurde.

Das wird u.a. durch die implementierte Rückwirkung der Feldstärke auf das Gate ermöglicht, welches bei Schaltkreissimulatoren eine neue Art der simulierten Schaltabhängigkeit darstellt. Das ermöglicht auch die Simulation bei kritischen Schaltbedingungen.

Neben dem Prinzip und der Charakteristik des Ladungsträgerextraktionsmodells wird weiterhin in dieser Arbeit gezeigt, inwiefern die Extraktion der Parameter aus Messungen anhand eines IGBT-Moduls erfolgen kann. Die Simulationen wurden dabei mit erfolgten Messungen verglichen. Die Parameterextraktion ist zwar einfach, jedoch fielen dabei einige Parameter anders aus als in der Realität. Es wurde festgestellt, dass der Avalanche nach vorgeschlagener Literatur zu stark innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells wirkt. Das Modell kann quantitativ sehr exakt die physikalischen Gegebenheiten nachbilden. Dafür sollten die Möglichkeiten der Parameterextraktion wie auch die Theorie zum Avalanche genauer betrachtet werden. Hier liegen die Reserven innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells.

## **Abstract**

In this work a new simulation model for the IGBT switching-off is presented. By the implementation of the avalanche the charge extraction model can simulate high voltage IGBTs. This is shown due 6,5kV-IGBTs.

The extraction can be managed by experimental investigations. The dynamical characteristics like the inner device electrical fields and components currents have a deep impact on the switching-off showing in this work. The opportunity to implement completely the parameters from measurements without using vendor know-how is a special use of the charge extraction model.

According to the principle of charge extraction the charge distribution during on-state have to be determined. The charge distribution during on-state within the device changes in relation to the temperature and to the current density. The determination of the charge distribution during on-state on all practice relevant working points can be achieved by determining the charge distribution on three different working points. Renewed measurements for determining the charge distribution may be dispensed by means of the measured charge distribution and known physical laws. A special benefit of the charge extraction model under correct calculated charge distribution during on-state is that the renewed adjustment of the model under changed turn-off working points may be dispensed. This is also achieved by the feedback of the electrical field strength on the gate that represents a new kind of the simulated switching characteristic. This allows simulate of the switching-off under demanding switching conditions.

In this work the principle and the characteristic of the charge extraction model is declared. Farther it is shown, how the extraction of parameters from measurement due an IGBT-module is managed. The simulations are compared with the measurements. The extraction of parameters is managed by a simple procedure and some of the parameters failed to compare with the real case. It can be said, that the impact of the avalanche according to the literature is too strong leading to some disadvantages within the charge extraction model. The model can built the physical characteristics very exactly but this cause a more accurate determination of the extracted parameters. Farther the model can be enhanced by more investigations about the avalanche and some of the extraction procedures.

---

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>I</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>III</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>IX</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>X</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>3</b>
<b>2.1 Halbleiterphysikalische Gesetzmäßigkeiten</b>	<b>3</b>
2.1.1 Grundgleichungen für Leistungshalbleiter	3
2.1.2 Die Beweglichkeit der Ladungsträger	5
2.1.3 Die Ladungsträgerlebensdauer im Halbleiter	12
2.1.4 Rekombinations- und Generationsprozesse im Halbleiter	14
2.1.5 Berücksichtigung der Stoßionisation	15
2.1.6 Die Ladungsträgerdichte	19
<b>2.2 Der IGBT</b>	<b>21</b>
2.2.1 Die Struktur des IGBTs	21
2.2.2 Ausführungsformen des IGBT	22
2.2.3 Schaltverhalten des IGBT	23
<b>2.3 Simulationsmodelle für das IGBT-Schaltverhalten</b>	<b>26</b>
2.3.1 Schaltkreissimulatoren mit rein analytischer Berechnung	26
2.3.2 Schaltkreissimulationen mit numerischem Anteil	52
2.3.3 Numerische Simulation in Bauelement- und Schaltkreissimulatoren	68
<b>3. Das Ladungsträgerextraktionsmodell</b>	<b>70</b>
<b>3.1 Entwicklung des Modells</b>	<b>70</b>
<b>3.2 Die Teilkomponenten des Modells</b>	<b>71</b>
3.2.1 Die Basiszone	71
3.2.2 Die Beziehungen für die Ermittlung der Ladungsträgerverteilung	80
3.2.3 Die Feldstoppschicht	87
3.2.4 Der MOSFET-Steuerkopf	88
3.2.5 Gesetzmäßigkeiten beim Abschalten	96
<b>3.3 Prinzip und Zusammenwirken der Teilkomponenten</b>	<b>100</b>
3.3.1 Wesentliches Prinzip	100
3.3.2 Unterscheidung zwischen Schalten und Durchlass	100
3.3.3 Stabilität der Simulation	101
<b>4. Parameterextraktion</b>	<b>102</b>

---

<b>4.1</b>	<b>Absicht</b>	<b>102</b>
<b>4.2</b>	<b>Bestimmung der Dotierung und der Ladungsträgerdichte</b>	<b>102</b>
4.2.1	Ermittlung aus der Sperrschichtkapazität	102
4.2.2	Ermittlung der Basisdotierung aus Abschaltmessungen	105
4.2.3	Bestimmung der Ladungsträgerdichteverteilung	112
<b>4.3</b>	<b>Der MOSFET-Steuerkopf</b>	<b>115</b>
<b>5.</b>	<b>Simulationsergebnisse mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell</b>	<b>121</b>
<b>5.1</b>	<b>Beurteilung der Parameterextraktion</b>	<b>121</b>
5.1.1	Vergleich mit Messungen bei Variation einiger Simulationscharakteristiken	121
5.1.2	Betrachtung der Zweidimensionalität des Millerrückgriffes	125
5.1.3	Intrinsisches Abschalten bei halbem Nennstrom	126
5.1.4	Betrachtung bei hoher Temperatur	128
<b>5.2</b>	<b>Beurteilung des Simulationsprinzips</b>	<b>129</b>
<b>6.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>131</b>
<b>7.</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>133</b>
<b>8.</b>	<b>Anhang</b>	<b>140</b>

---

## Abbildungsverzeichnis

2.1-1	Die mit den Voreinstellungen im Bauelementsimulator angenommenen Abhängigkeiten der Ladungsträgergeschwindigkeiten von der elektrischen Feldstärke im Vergleich zu den empirisch ermittelten Werten nach Canali.....	10
2.1-2	Die temperaturabhängigen Sättigungsgeschwindigkeiten nach Baliga im Bereich zwischen 323K (0°C) und 423K (200°C).....	11
2.2-1	Prinzipieller Aufbau eines N-Kanal IGBTs, a) mit seinem Schaltsymbol nach DIN EN 60617 und b) einem gebräuchlichen Symbol nach dem Semikron-Handbuch.....	21
2.2-2	Prinzipieller Verlauf von der Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ), der Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) und des Kollektorstroms ( $I_C$ ) beim Abschalten eines IGBT (links) und der dazu passende Schaltkreis (rechts).....	25
2.3-1	Nach dem Hefner-Modell ist der IGBT prinzipiell aus MOSFET und PNP-Transistor aufgebaut.....	26
2.3-2	Neben MOSFET und PNP-Transistor besteht das detaillierte Modell aus vielen konstanten oder spannungsabhängigen Kapazitäten und einem Basiswiderstand $R_b$ .....	29
2.3-3	Kapazitäts- und Stromquellen basiertes Modell des IGBT nach Kraus und Türkes.....	33
2.3-4	Das Modell von Cotorogea in einem Schaltplan links im Vergleich zu den realen Komponenten des IGBT rechts.....	39
2.3-5	Die simulativ ermittelten Gateladkurven bei verschiedenen Zwischenkreisspannungen eines 6,5kV-IGBT-Modells in einer Bauelementsimulation.....	43
2.3-6	Der IGBT-interne schematische PNP-Transistor im elektrothermischen Modell nach Fatemizadeh und Silber.....	46
2.3-7	Das elektrische Ersatzschaltbild des elektrothermischen IGBT-Modells nach Fatemizadeh und Silber [Fate1993].....	47



---

2.3-8	Die Überschussladungsträgerverläufe der Elektronen in einer p-Zone am Rand zu einer n-dotierten Schicht (Übergang bei $x=0$ ) bei dicker p-Zone links und relativ dünner Zone rechts.....	53
2.3-9	Plasmaverteilung während des Durchlasses ( $t=0$ ) und während des Abschaltens ( $t>0$ ) entsprechend der Simulation des Moduls der Driftzone bei einer Diode nach dem Münchener Modell mit festen ortveränderlichen Stützstellen.....	54
2.3-10	NPT-IGBT entsprechend der verwendeten Module nach dem Münchener Modell mit den entsprechenden Ein- und Ausgabegrößen.....	55
2.3-11	PT-IGBT entsprechend der verwendeten Module nach dem Münchener Modell mit den entsprechenden Ein- und Ausgabegrößen.....	55
2.3-12	Der IGBT in der normalen Zellstruktur links und in der nach dem Lumped-Charge Modell nach Lauritzen aufgeteilten Form.....	59
2.3-13	IGBT nach dem Lumped-Charge Modell mit Ersatzschaltkreisen zwischen den diskretisierten Punkten.....	61
2.3-14	Die Ladungsträgerverteilung mit den Gradienten an den Grenzen $x_1$ und $x_2$ nach Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung nach dem Fourier-Modell.....	65
2.3-15	Das Lösungsprinzip nach dem Fourier-Modell nach einem äquivalenten elektrischen Schaltkreis.....	66
3.2-1	Plasmazone (1), Diffusionszone (2), und Raumladungszone (3) während des Abschaltvorgangs in örtlich einer Dimension durch den IGBT.....	71
3.2-2	FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs ( $I_N=600A$ ) ohne Rand und ohne Gegenkoppelinduktivität bei $U_Z=3,0kV$ , $I_C=600A$ , $R_G=20\Omega$ , $25^\circ C$ mit eingeschlossener Avalanche-generation .....	76
3.2-3	FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs ( $I_N=600A$ ) ohne Rand und ohne Gegenkoppelinduktivität bei den gleichen Betriebspunkten wie in Abb. 3.2-2 .....	77
3.2-4	FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs ( $I_N=600A$ ) ohne Rand und ohne Gegenkoppelinduktivität bei den Zeitpunkten $t_1$ , $t_2$ und $t_3$ .....	78

---

3.2-5	FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs mit den Feldstärkeverlauf in den Zeitpunkten t1 bis t5 (wie in Abb. 3.2-2) und dem Feldverlauf beim statischen Endwert entlang zweier verschiedener Schnitte längs durch den IGBT.....	79
3.2-6	Betrachtung eines PN-Überganges im Durchlass bei Hochinjektion der Basiszone für die Herleitung der Stromdichte- Ladungsträger- beziehung am Rückseitenemitter des IGBTs.....	80
3.2-7	Die Abhängigkeit der Exponenten x für die Abhängigkeit $j \sim n^x$ in Abhängigkeit der relativen Stromdichte am Emitter (Kathode) links und am Kollektor (Anode) rechts bei 25°C, 75°C und 125°C.....	83
3.2-8	Die Durchlasskurven bei 25°C, 75°C und 125°C einer FEM-Simulation mit einem fiktiven IGBT .....	86
3.2-9	Das Schaltbild des im Ladungsträgerextraktionsmodell verwendeten MOS-Steuerkopfes.....	88
3.2-10	Prinzipieller Verlauf der Transfercharakteristik beim IGBT .....	88
3.2-11	Die Rückwirkung der Feldstärke auf die Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ) anhand einer Abschaltung eines 6,5kV-IGBTs einer Bauelementsimulation ohne vorübergehendes Absinken der Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) durch Vernachlässigung der Streuinduktivität.....	90
3.2-12	Prinzipielles Schaltbild zur Messung des Millerrückgriffes mit einem Shunt.....	91
3.2-13	Die Elektrische Feldstärke im Vergleich zum Gatestrom (links) und zur Kollektor-Emitterspannung (rechts) bei einer langsamen $dU_{CE}/dt$ -Änderung nach einer FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs .....	92
3.2-14	Der Spannungsabfall an einem 3M $\Omega$ großen Shunt zur Ermittlung des Miller-Rückgriffes.....	94
3.2-15	Der MOSFET-Steuerkopf und das Schaltbild der für den wesentlichen Verlauf der Gateladekurve wirkenden Ersatzkapazitäten.....	96
3.2-16	Der MOS-Kanal beim IGBT mit größerem Parallel-Kondensator ist später geschlossen, was sich links anhand der Gatespannungsverläufe und rechts anhand der jeweiligen Ströme am Emitter des IGBTs zeigt.....	97

---

3.2-17	Prinzipielle Abhängigkeit von Strom und Spannung beim Ausräumvorgang mit unterschiedlichen Kapazitäten.....	98
3.3-1	Entscheidungsfindung innerhalb des Ladungsträgermodells: Ist die Elektronenstromdichte durch den MOS-Kanal $j_n(U_{GE})$ entsprechend der Transfercharakteristik kleiner als $I_C \cdot (\mu_n / [\mu_n + \mu_p])$ , wird der Abschaltvorgang eingeleitet.....	100
4.2-1	Schaltplan zur Messung der Sperrschichtkapazität eines IGBT in Abhängigkeit der Zwischenkreisspannung ( $U_Z$ ).....	105
4.2-2	Schaltkurven aus einer Messung zur Bestimmung der Basisdotierung eines 6,5kV-IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) bei zwei verschiedenen Kapazitäten nach einer Stromführung von 100A.....	106
4.2-3	Prinzipielle Verdeutlichung der Rekombinationswirkung beim Abschaltvorgang nach jeweils gleicher Stromführung vor der Ausräumung, die hier bei Null beginnt.....	107
4.2-4	Simulationsergebnisse einer Abschaltung mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell mit der gemessenen und der tatsächlichen Basisdotierung.....	112
4.2-5	Vergleich der durch Ausmessung ermittelten Ladungsträgerverteilung entlang des Bauelementes mit der tatsächlichen, die bei der FEM-Simulation bestimmt wurde.....	115
4.3-1	Aufnahme der Gateladekurve (blau) mit den Gateströmen (rot) bei $U_Z=0V$ (oben) und der Vergleich bei $U_Z=10V$ (unten) beim FZ600R65KF1-Modul.....	116
4.3-2	Die Transferkennlinie für verschiedene Temperaturen (25°C, 75°C und 125°C) mit dem Ersatzschaltbild auf der linken Seite nach FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBT.....	118
4.3-3	Die gemessene Transferkennlinie des KF1-Moduls bei 25°C und 125° mit einigen tabellarisch aufgelisteten Werten.....	119
4.3-4	Die gemessene Transferkennlinie des KF2-Moduls bei 25°C und 125° mit einigen tabellarisch aufgelisteten Werten.....	119
4.3-5	Der Anstieg der Kollektoremitterspannung (blau) und die über dem Shunt gemessene Gate-Emitterspannung bei der Messung des Millerrückgriffes beim KF1-Modul.....	120

---

4.3-6	Der Anstieg der Kollektoremitterspannung (blau) und die über dem Shunt gemessene Gate-Emitterspannung bei der Messung des Millerrückgriffes beim KF2-Modul.....	120
5.1-1	Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells (vollständig aus Messungen parametriert, mit Avalanche) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.....	122
5.1-2	Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells (vollständig aus Messungen parametriert, ohne Avalanche) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.....	122
5.1-3	Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells ( $w_b=640\mu\text{m}$ , sonst vollständig aus Messungen parametriert, ohne Avalanche) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.....	124
5.1-4	Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells ( $w_b=640\mu\text{m}$ , sonst vollständig aus Messungen am KF1-Modul parametriert, ohne Avalanche) bei unterschiedlichen d-Werten.....	125
5.1-5	Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells bei intrinsischem Kollektor-Emitterspannungsanstieg ( $R_G=2\Omega$ , $I_C=300\text{A}$ , $25^\circ\text{C}$ , $w_b=640\mu\text{m}$ , sonst vollständig aus Messungen am KF1-Modul parametriert, ohne Avalanche) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.....	126
5.1-6	Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells bei intrinsischem Kollektor-Emitterspannungsanstieg ( $R_G=2\Omega$ , $I_C=300\text{A}$ , $25^\circ\text{C}$ , $w_b=640\mu\text{m}$ , unkorrigierter Ladungsträgerverteilung, sonst vollständig aus Messungen am KF1-Modul parametriert, ohne Avalanche mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.....	127
5.1-7	Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells eines FZ600R65-Moduls bei hoher Betriebstemperatur ( $R_G=2\Omega$ , $I_C=300\text{A}$ , $25^\circ\text{C}$ , $w_b=640\mu\text{m}$ ).....	128
5.2-1	Vergleich der Kollektor-Emitterspannung und der Gatespannung innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells bei Nennstrom und halbem Nennstrom ( $R_G=20\Omega$ ).....	129

---

5.2-2	Vergleich der Kollektor-Emitterspannung und der Gatespannung innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells bei Nennstrom und halbem Nennstrom bei intrinsischer Schaltbedingung ( $R_G=2\Omega$ ).....	130
-------	--	-----

---

## Tabellenverzeichnis

2.1	Die Module eines PT-IGBTs nach dem Münchener Model und deren wesentliche Berechnungsmethoden.....	57
3.1	Die Ladungsträgerdichten einer fiktiven IGBT-Struktur nahe dem Emitter bei $p(0)$ und nahe dem Kollektor bei verschiedenen Temperaturen und Stromdichten.....	85
4.1	Die Kollektor-Emitterspannung, die ausgeräumte Ladung, die Ausräumzeit und der Löcherstrom eines 6,5kV-IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) bei einer kapazitiven Beschaltung mit 500nF nach vorheriger Führung eines Stromes von 100A (Flussdauer 500 $\mu$ s).....	108
4.2	Messwertepaare mit gemeinsamer ausgeräumter Ladungsmenge $Q_{\text{aus}}$ zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration des 6,5kV-IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) und der jeweiligen kapazitiven Beschaltung mit 500nF bzw. 1000nF nach vorheriger Führung eines Stromes von 100A (Flussdauer 500 $\mu$ s).....	109
4.3	Kollektor-Emitterspannung, ausgeräumte Ladung, Ausräumzeit, Löcherstrom und Ausräumzeit eines 6,5kV-IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) bei einer kapazitiven Beschaltung mit 1000nF, vollständig geschlossenem Gate nach Führung eines 600A großen Durchlassstroms für 500 $\mu$ s Dauer bei 300K.....	113
4.4	Die aus den Werten der Tab. 4.3 ermittelten Parameter zur Bestimmung der Ladungsträgerverteilung im Durchlass bei 600A.....	114
4.5	Die ermittelten Eingangskapazitäten aus der Gateladekurve zeigen nur geringe Unterschiede zwischen den Modulen in den Eingangskapazitäten.....	117

---

## Abkürzungsverzeichnis

### Formelzeichen

$A_{\text{chip}}$	Chipfläche
$A_{\text{DG}}$	Drain-Gate-Fläche (Grenzfläche zwischen Gateoxid und Basiszone beim IGBT)
$A_{\text{DS}}$	Fläche der Sourceschicht (äußere Grenzfläche der p-Wanne)
$A_{\text{GD}}$	Flächenanteil der Gate-Drain-Kapazität
$a_1$	konstanter geometrischer Faktor
$a_2$	1. Fitfaktor bei der Berechnung des Bandabstandes
$a_3$	2. Fitfaktor bei der Berechnung des Bandabstandes
$a_4$	3. Fitfaktor bei der Berechnung des Bandabstandes
$B$	Parameter im Elektrothermischen Modell, der den Einfluss auf den Rekombinationsstrom hat
$b$	Verhältnis der Beweglichkeiten $\mu_p$ zu $\mu_n$
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$C_{\text{bed}}$	Diffusionskapazität entsprechend des Driftstroms zwischen p-Emitter und Basiszone
$C_{\text{bej}}$	Kapazität des PN-Übergangs zwischen p-Emitter und Basis- bzw. Feldstopzone
$C_{\text{cer}}$	Emitter-Kollektor-Kapazität des PNP-Transistors
$C_{\text{DSj}}$	Kapazität der Verarmungszone zwischen Gate und Source
$C_{\text{GDj}}$	Ladungs- und Spannungsabhängiger Teil der Millerkapazität
$C_{\text{GDox}}$	Konstanter Oxidkapazitätsanteil an der Millerkapazität
$C_{\text{GS}}$	Gate-Source-Kapazität
$C_{\text{m}}$	Oxidkapazität zwischen Gate und Kathode (schaltungstechnischer Emitter des IGBT)
$C_{\text{GSox}}$	Oxidkapazität zwischen Gate und Source
$C_{\text{GE min}}$	Minimaler Wert von $C_{\text{GEox}}$
$C_{\text{GEox}}$	Oxidkapazität zwischen Gate und Emitter
$C_{\text{Inp}}$	Eingangskapazität
$C_{\text{n}}$	Kapazität im n-dotierten Halbleiterbereich nahe der Oxidschicht
$C_{\text{OXp}}$	Oxidkapazität zwischen Gate und p-dotiertem Halbleiterbereich
$C_{\text{OXn}}$	Oxidkapazität zwischen Gate und n-dotiertem Halbleiterbereich
$C_{\text{p}}$	Kapazität im p-dotierten Halbleiterbereich nahe der Oxidschicht
$C_{\text{r}}, C_{\text{S}}$	empirischer Wert für eine Ladungskonzentration
$C_{\text{SP}}$	Sperrschichtkapazität
$C_1, C_2$	Material- und geometrieabhängige Parameter bei der Berechnung der Leitfähigkeitsmodulation

---

$d$	Wichtungsfaktor für die 2-Dimensionalität des Gateprofils
$D_A$	ambipolare Diffusionskonstante
$D_n$	Diffusionskonstante für Elektronen
$D_p$	Diffusionskonstante für Löcher
$E$	Feldstärke
$E_C$	Energieniveau der untersten Leitungsbandkante
$E_g$	Bandabstand
$E_{HF}$	Feldstärke, ab der sich die Hochfeldbeweglichkeit deutlich auswirkt
$E_K$	Feldstärkewert, ab dem die Geschwindigkeiten nicht weiter zunehmen
$E_{Krit,p/n}$	kritische Feldstärke für Löcher (p) bzw. für Elektronen (n)
$E_{max}$	Maximalfeldstärke
$E_V$	Energieniveau der obersten Valenzbandkante
$F_p$	Ferminiveau der Löcher
$f()$	Funktion von
$G$	Generationsrate, Impaktionisationsrate
$gm$	Übertragungsfaktor der Transfercharakteristik
$I$	Momentanwert des Stromes, allgemein
$I_B$	Normalisierungsfaktor für den Strom beim Lumped-Charge Modell
$I_C$	Kollektorstrom, Gesamtstrom beim IGBT
$i_{CONT,i}$	Austauschstrom, Veränderung der Komponentenströme beim Knoten i beim Lumped-Charge Modell
$I_D$	Diffusionsstrom
$I_{mos}$	Strom durch den MOSFET-Kanal
$i_{G,ab}$	Gatestrom zum Laden der Gate-Emitterkapazität
$I_N$	Nennstrom
$I_n$	Elektronenstrom im PNP-Transistor (=Elektronenstrom, der auf den p-Emitter des IGBT trifft)
$i_{n,ij}$	Elektronenstrom zwischen den Punkten i und j
$I_{pC}$	interner Löcherstrom am Übergang der Plasmazone zur Raumladungszone = Löcherstrom in der Raumladungszone
$I_p$	Löcherstrom im PNP-Transistor
$i_{p,ij}$	Löcherstrom zwischen den Punkten i und j
$I_Q$	Rekombinationsstrom in der Plasmazone addiert mit dem Latchstrom
$I_T$	Gesamtstrom im PNP-Transistor
$J$	Gesamtstromdichte
$J_{av}$	Avalanchestromdichte
$J_C$	Kritischer Strom für die Geschwindigkeitssättigung
$j_n$	Elektronenstromdichte
$j_{n,RLZ}$	Elektronenstromdichte in der Raumladungszone
$j_p$	Löcherstromdichte



---

$j_{p,RLZ}$	Löcherstromdichte in der Raumladungszone
$K_1, K_2$	Betriebspunkt abhängige Parameter bei der Bestimmung der Ladungsträgerverteilung im Modell von Cotorogea
$k_b$	Boltzmannkonstante ( $1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ )
$L_A$	ambipolare Diffusionslänge
$L_{eff}$	effektive Diffusionslänge (beim Modell von Cotorogea)
$L_n$	Diffusionslänge der Elektronen
$L\sigma_e$	IGBT interne Streuinduktivität am Emitter (Kathode)
$L\sigma_g$	IGBT interne Streuinduktivität am Gate
$m_{eff}$	effektive Masse
$n$	Elektronendichte
$n'$	Elektronendichteüberschuss
$N_A^-$	Dichte ionisierter Akzeptoren
$N_A^*$	effektive Akzeptorendichte
$N_D^+$	Dichte ionisierter Donatoren
$N_D$	Basisdotierung (Nettodotierung der $n^-$ -Zone)
$N_D^*$	effektive Donatorendichte
$n_i$	intrinsische Ladungsträgerkonzentration
$n_{eff}$	effektive Ladungsträgerkonzentration der Basiszone
$N_{SC}$	Streupartnerkonzentration
$N_{SC,n}$	Streupartnerkonzentration für Elektronen
$N_{SC,p}$	Streupartnerkonzentration für Löcher
$N_{SC,eff,n}$	effektive Streupartnerkonzentration für Elektronen ( $=N_{SC,n}$ mit Elektronen-Loch-Streuung und Rücksicht der Minoritätsträgerdichte)
$N_{SC,eff,p}$	effektive Streupartnerkonzentration für Löcher ( $=N_{SC,p}$ mit Elektronen-Loch-Streuung und Rücksicht der Minoritätsträgerdichte)
$N_{sat}$	Geschwindigkeitssättigungskomponente im Hefner-Modell
$NSRH$	Konzentration, ab der sich die Ladungsträgerlebensdauer durch SRH-Prozesse deutlich verringert
$N_{total}$	Gesamtladungsdichte
$p$	Löcherdichte
$p'$	Löcherdichteüberschuss
$P_C$	Ladungsträgerdichteaufhängepunkt seitens des p-Emitters (Anode)
$P_E$	Ladungsträgerdichteaufhängepunkt seitens des Emitters (Kathode)
$P_n$	Parameter für die Berechnung der Ladungsträgerbeweglichkeit im Bauelementsimulator Medici (siehe Anhang A3)
$Q$	Ladungsmenge allgemein
$q$	Elementarladung ( $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ )
$Q_B$	Plasmaladungsmenge ohne Anteil der ionisierten Dotieratome
$Q_{GD}$	Gate-Drainladung

---

$Q_{Mj}$	Majoritätsladungsmenge, die nach dem Lumped-Charge Modell dem Punkt j zugeschrieben wird
$Q_N$	Ladungsmenge durch Ionisation der Dotierung in der Basiszone
$q_{ni}$	Ladungsmenge an Elektronen, der nach dem Lumped-Charge Modell dem Punkt i zugeschrieben wird
$q_{pi}$	Ladungsmenge an Löchern, die nach dem Lumped-Charge Modell dem Punkt i zugeschrieben wird
$Q_{\text{Plasma}}$	Gesamtladungsmenge in der Plasmazone
$Q_t$	rechnerisch (noch unkorrigierte) Ladungsträgermenge
$Q_0$	Ladungsmenge der Plasmazone im Gleichgewicht (Durchlass)
$R$	Rekombinationsrate
$R_b$	Widerstand im Ersatzschaltbild entsprechend der Plasmaverhältnisse
$R_{\text{Plasma}}$	Widerstand der Plasmazone
$R_S$	Shunt
$T$	Temperatur
$T_D$	Zeitfaktor für die Berechnung von $I_Q$
$t$	Zeit
$t_{th}$	mittlere Dauer zwischen zwei Stößen aufgrund der thermischen Bewegung
$U_{CE}$	Kollektor-Emitterspannung
$U_{CE \min}$	Kollektor-Emitterspannung bei vollem Durchlass
$U_{CE \max}$	Kollektor-Emitterspannungsspitze beim Abschalten
$U_{CEsat}$	Kollektor-Emitter-Sättigungsspannung
$U_{CGE \min}$	Kleinste Gate Emitterspannung, bei dem beim statischen Sperren noch keine Inversionsschicht unter dem Gateoxid existiert
$U_D$	Diffusionsspannung
$U_{DG}$	Drain-Gate-Spannung
$U_{DS}$	Drain-Source-Spannung
$U_{GD}$	Gate-Drain-Spannung ( $= -U_{DG}$ )
$U_{GE}$	Gate-Emitter-Spannung
$U_{GS}$	Gate-Source-Spannung
$U_S$	Spannung über dem Shunt
$U_F$	Spannung beim Anstoßen der Raumladungszone an die FS-Schicht
$U_{ij}$	Spannungsabfall zwischen den Punkten i und j
$U_N$	Nennspannung
$U_{\text{Plasma}}$	Spannungsabfall über der Plasmazone
$U_{RLZ}$	Spannungsabfall über der Raumladungszone
$U_S$	Spannung über dem Shunt
$U_T$	Temperaturspannung
$U_{TH}$	Schwellwertspannung
$U_Z$	Zwischenkreisspannung

---

$v$	Geschwindigkeit der Ladungsträger
$V_m$	Verstärkungsfaktor für die Leitfähigkeitsmodulation
$V_n$	konstanter modellabhängiger Parameter
$v_n$	Geschwindigkeit der Elektronen
$v_p$	Geschwindigkeit der Löcher
$v_{RLZ}$	Geschwindigkeit der Ladungsträger in der Raumladungszone
$v_{sat}$	Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger
$v_{th}$	thermische Geschwindigkeit
$W$	Energie
$w_b$	Weite der Basiszone des IGBT bzw. des PNP-Transistors im IGBT
$w_{bc}$	Fiktive Raumladungszone die sich aus der Grunddotierung ohne Rücksicht mobiler Ladungsträger ergibt
$w_{RLZ}$	Weite der Raumladungszone
$w_{Plasma}$	Weite der Plasmazone
$\alpha$	empirisch ermittelte Konstante
$\alpha_{eff}$	Effektiver Stoßionisationskoeffizient
$\alpha_n$	Stoßionisationskoeffizient für Elektronen
$\alpha_p$	Stoßionisationskoeffizient für Löcher
$\alpha_0$	Parameter für die Berechnung eines Stoßionisationskoeffizienten
$\beta$	empirisch ermittelte Konstante
$\delta_n$	Ionisationstiefe für Elektronen
$\delta_p$	Ionisationstiefe für Löcher
$\epsilon$	Dielektrizitätswert
$\epsilon_r$	relative Dielektrizitätszahl
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante ( $8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ )
$\Phi$	Ionisationsintegral
$\Phi_B$	Normalisierungsfaktor für d. Spannung beim Lumped-Charge Modell
$\gamma$	Faktor zur Beschränkung der Oberflächenbeweglichkeit
$\hbar$	Plancksches Wirkungsquantum ( $6,64 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ )
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	Beweglichkeit
$\mu_C$	Ladungsträger-Ladungsträger-Streubeweglichkeit
$\mu_{D+A+n}$	Beweglichkeit der Löcher nach Streuungen an Donatoren, Akzeptoren und Elektronen
$\mu_{D+A+p}$	Beweglichkeit der Elektronen nach Streuungen an Donatoren, Akzeptoren und Löchern
$\mu_{eff}$	effektive Ladungsträgerbeweglichkeit
$\mu_{ges}$	Gesamtmobilität aus der Matthiessenregel
$\mu_i$	Mobilität aus einer einzelnen Streukomponente
$\mu_{ink}$	Inkrementelle Beweglichkeitsänderung

---

$\mu_{(latt)n}$	Elektronenbeweglichkeit nach Streuungen am Gitter
$\mu_{(latt)p}$	Löcherbeweglichkeit nach Streuungen am Gitter
$\mu_{min}$	minimale Beweglichkeit
$\mu_{max}$	maximale Beweglichkeit
$\mu_n$	Niedrigfeldbeweglichkeit der Elektronen
$\mu_p$	Niedrigfeldbeweglichkeit der Löcher
$\mu_{S,n}$	Elektronenbeweglichkeit an der Oberfläche
$\mu_{S,p}$	Löcherbeweglichkeit an der Oberfläche
$\mu_1$	Parameter für einen bestimmten Beweglichkeitswert
$\mu_2$	Parameter für einen bestimmten Beweglichkeitswert
$\rho$	Ladungsträgerdichte
$\tau$	Zeitkonstante
$\tau_n$	Ladungsträgerlebensdauer Elektronen
$\tau_p$	Ladungsträgerlebensdauer Löcher
$\omega$	Kreisfrequenz

### Abkürzungen

C	Kollektor; Kondensator
D	Diode
D <sub>C</sub>	Diode im Ersatzschaltbild, die im Fehlerfall den Latchstrom führt
D <sub>E</sub>	Diode im Ersatzschaltbild für die Elektronen, die beim IGBT von der Basis auf den p-Emitter treffen
DIN EN	Deutsches Institut für Normung    Europäische Normen
DUT	„device under test“ (das zu untersuchende Gerät bzw. Bauelement)
E	Emitter; Emittierelektrode
ESB	Ersatzschaltbild
FEM	Finite-Elemente-Methode
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FET	Feldeffekttransistor
FS-IGBT	Feldstop- IGBT
G	Gateelektrode
HV-IGBT	High voltage – IGBT (Hochspannungs- IGBT)
IGBT	Insulated gate bipolar transistor
IGCT	Integrated gate-commutated thyristor
MW	Megawatt

---

JFET	Junction field effect transistor
MOSFET	Metall oxide semiconductor field effect transistor
NTC	Negativer Temperaturkoeffizient
P-N-P	PNP-Transistor
PHUMOB	Philips Unified Model (Model innerhalb des Bauelementsimulators)
R	Widerstand
RLZ	Raumladungszone
SRH	Shockley Read Hall (SRH-Rekombination)
T	Transistor

## 1. Einleitung

Der IGBT (Insulated gate bipolar transistor) ist das gebräuchlichste steuerbare Bauelement in der Leistungselektronik und wird als steuerbares Ventil in Stromrichtern zur Erzeugung von Gleich- und Wechselstrom verwendet. Der IGBT fand nach seiner erstmaligen Markteinführung in den 80er Jahren eine zunehmende Verbreitung. Ende der 80er Jahre folgte das erste IGBT-Hochleistungsmodul, wo IGBT-Chips zusammen mit Freilaufdioden auf isolierende Substrate aufgelötet wurden. Betrug die Sperrfähigkeit dabei nur 1200 V, konnte sie in den nachfolgenden IGBT-Modulen gesteigert werden. Ab dem Jahre 2000 führte das zu 6500V/600A-IGBT-Schalter [Schrö2006, S.594]. Bei niedrigeren Spannungen ermöglichen die Module höhere Ströme. So haben 1700V-IGBTs einen Nennstrom von bis zu 3600A, 4500V-IGBTs einen von bis zu 2000A. Zwischenzeitlich wurden IGBTs mit Sperrspannungen von bis zu 10kV als Prototyp für eine Produktentwicklung von ABB gefertigt ([Kauf2002], [Schmi2009]), deren geplanter Einsatz in Hochspannungs-Gleichstromübertragungseinrichtungen jedoch nicht erfolgte. Es deutet sich an, dass der IGBT anwendungstechnisch in weitere Bereiche vordringt und damit andere Leistungsbaulemente wie z.B. den MOSFET (Metall oxide semiconductor field effect transistor) und den IGCT (Integrated gate-commutated thyristor) in bestimmten Anwendungen weiterhin zunehmend ersetzen wird.

Die in Umrichtern enthaltenen IGBTs stellen besonders bei realisierten Umrichterleistungen von mehreren MW hohe Anforderungen an ihre Ansteuerung. Intelligentes Ansteuern kann zur effektiveren Ausnutzung der Leistungshalbleiter beitragen. Besonders in MW-Umrichtern zahlt sich dann eine Optimierung der Ansteuerung aus, weil sie deutlich weniger kostenintensiv als die darin enthaltenen Leistungshalbleiter ist. Hochentwickelte Ansteuerschaltungen sind heute ein wichtiger Bestandteil in modernen IGBT-Hochleistungsumrichtern. Sie werden in der Industrie nahezu ausschließlich experimentell entwickelt. Das ist teuer und zeitaufwendig. Simulationen können dabei die Entwicklungszeiten- und Kosten erheblich verringern und weiterhin zur Optimierung von Ansteuerschaltungen beitragen. Die bisher existierenden Modelle für IGBTs erfüllten diese Aufgabe nur unzureichend. Darum bestand das Anliegen, ein geeignetes Simulationsmodell dafür zu entwickeln.

Es existieren zwei grundlegende Konzepte für die Simulation des IGBT-Schaltverhaltens. Einerseits kann der IGBT physikalisch auf Basis von finiten Elementen oder finiten Differenzen simuliert werden. Die Finite-Elemente-Methode (FEM) bzw. Finite-Differenzen- Methode (FDM) wird vornehmlich in Bauelementsimulationen verwendet, da mit ihnen meist nur bauelementinterne Charakteristiken gezeigt werden. Andererseits kann der IGBT mit großen Näherungen analytisch beschrieben und in Schaltkreissimulatoren, wie z.B. PSpice implementiert werden. Dabei werden die analytischen Näherungen überwiegend auf elektrische Ersatzschaltbilder bezogen, die zusammengesetzt das Verhalten des IGBT mit einigen Einschränkungen wiedergeben können. Nachteilig bei solchen Schaltkreissimulatoren ist u.a. eine für den Zweck der Ansteuerungsoptimierung nicht ausreichende Genauigkeit, was bei ungewöhnlichen Betriebspunkten leicht zu

komplett falschen Ergebnissen führen kann. Ursächlich für die Fehlerbehaftung solcher Schaltkreismodelle ist nach Kuhn [Kuhn2006] die wegen der Bipolarität vorhandene Ladungsträgerüberschwemmung der niedrig dotierten Basiszone, die eine korrekte Simulation dynamischer Effekte durch elektrische Ersatzschaltbilder nahezu unmöglich macht.

Alle Arten bisher existierender komplexer Modelle sind für die Optimierung einer mit kritischen Schaltbedingungen verzeichneten Ansteuerung nicht geeignet. Das gilt z.B. bei der Realisierung unterschiedlicher Gatestromprofile während des Abschaltens und auch bei der Parallelschaltung von IGBTs mit voneinander abgetrennten Steuerkreisen. Zusätzlich erfordern die bisher existierenden Modelle Kenntnisse von IGBT-internen Größen, die dem Anwender nicht zur Verfügung stehen. Daher wird in dieser Arbeit mit dem Ladungsträger-Extraktionsmodell ein Modell entwickelt, das hinreichend einfach für Schaltkreissimulatoren und hinreichend genau für die Beschreibung der physikalischen Effekte während der Schaltflanken ist. Dieses Modell ist vollständig aus Messungen parametrierbar.

In dieser Arbeit werden zuerst in Kapitel zwei die halbleiterphysikalischen Gesetzmäßigkeiten und deren Verwendung in Simulationsmodellen gezeigt. Hierbei wird auch auf die Funktionsweise des IGBT, seine verschiedenen Ausführungsformen und die wichtigsten bisher existierenden Schaltkreismodelle für Simulationen in den wesentlichen Grundzügen hingewiesen.

Dann wird in Kapitel drei das entwickelte Modell, das Ladungsträgerextraktionsmodell, präsentiert. Dieses Modell eignet sich für die Implementierung in Schaltkreissimulatoren und für die simulative Optimierung von Ansteuerschaltungen.

Im vierten Kapitel werden die Extraktionsmöglichkeiten vorgestellt, welche die für die Simulation nötigen Parameter hervorbringen können und in einem gewissen Rahmen die Simulationen ohne Kenntnis herstellungsbedingter interner IGBT-Parameter gestatten.

Die erzielbaren Simulationsergebnisse werden in Kapitel fünf gezeigt und mit den Messungen verglichen. Aus den Vergleichen werden im gleichen Kapitel Schlussfolgerungen für gezogen, welche die Parametrierbarkeit des IGBT-Modells und die Anwendung des Ladungsträgerextraktionsmodells betreffen. Die wesentlichen Ergebnisse werden im sechsten Kapitel zusammengefasst. Da das Modell neben einigen Vorteilen auch einige Nachteile zeigte, wird im Rahmen der Zusammenfassung auch ein Ausblick gegeben, wie man mit den Schwächen des Ladungsträgerextraktionsmodells umgehen kann.

## 2. Grundlagen

### 2.1 Halbleiterphysikalische Gesetzmäßigkeiten

#### 2.1.1 Grundgleichungen für Leistungshalbleiter

Die Grundgleichungen zu halbleiterphysikalischen Vorgängen im Leistungshalbleiter sind die Poisson- die Kontinuitäts- und die Drift-Diffusionsgleichung. Sie sind in allen physikalisch basierten Simulationsmodellen, teils mit gewissen Näherungen, implementiert.

##### a) Die Poissongleichung

Die Poissongleichung entspricht einer der Maxwellgleichungen. Statt der Feldstärke ( $E$ ) wie in Gleichung 2.1-1 kann die Poissongleichung auch durch Potenziale ausgedrückt werden (Anhang A1):

$$\varepsilon \cdot \text{div}(\vec{E}) = \rho \quad (2.1-1)$$

Die Ladungsdichte ( $\rho$ ) im Halbleiter kann aus der Multiplikation der Elementarladung ( $q$ ) mit den Dichten der vorhandenen Ladungsträger ermittelt werden (Gleichung 2.1-2):

$$\rho = q \cdot (p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (2.1-2)$$

##### b) Die Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung sorgt für die Ladungsträgererhaltung. Für die gesamte Stromdichte ( $J$ ) ergibt sich bei einem Gleichgewicht zwischen Generation und Rekombination Gleichung 2.1-3.

$$\text{div}(\vec{J}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.1-3)$$

Mit der Annahme, dass die gesamte Stromdichte ( $J$ ) aus der Addition aus Löcherstromdichte ( $J_p$ ) und Elektronenstromdichte ( $J_n$ ) folgt, können die Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher formuliert werden. Das ist in den Gleichungen 2.1-4 und 2.1-5 gezeigt. Dabei ist die örtliche Änderung der Stromdichtekomponenten in Abhängigkeit von der Generationsrate ( $G$ ), der Rekombinationsrate ( $R$ ) und der zeitlichen Änderung der Ladungsträgerdichte ( $n$  bzw.  $p$ ) ausgedrückt.



$$\operatorname{div}(\vec{J}_n) - q \cdot \frac{\partial n}{\partial t} = -q \cdot (G - R) \quad (2.1-4)$$

$$\operatorname{div}(\vec{J}_p) + q \cdot \frac{\partial p}{\partial t} = q \cdot (G - R) \quad (2.1-5)$$

## c) Die Drift- Diffusionsgleichung

Mit der Drift- Diffusionsgleichung für Elektronen und Löcher werden in den Gleichungen 2.1-6 und 2.1-7 die Auswirkungen des elektrischen Feldes und der Ladungsdichtegradienten auf die Stromdichten im Halbleiter in allen örtlichen Dimensionen berücksichtigt. Das Fließen der Ladungsträger innerhalb des Halbleiters ist damit beschreibbar.

$$\vec{J}_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \operatorname{grad}(n) \quad (2.1-6)$$

$$\vec{J}_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \vec{E} - q \cdot D_p \cdot \operatorname{grad}(p) \quad (2.1-7)$$

Bei Hochinjektion sind rechnerische Vereinfachungen dieser beiden Gleichungen möglich, denn die Löcherdichte ist dann etwa so groß wie die Elektronendichte. Änderungen der Löcherdichte sind jeweils genauso stark wie die der Elektronendichte. Damit haben die Elektronen die gleichen Ladungsträgergradienten und Diffusionsgeschwindigkeiten wie die Löcher. Stationär ist dies dadurch begründet, dass eine unterschiedliche Beweglichkeit von Löchern und Elektronen zu mikroskopisch kleinen Ladungsunterschieden führt. Diese Ladungsunterschiede erzeugen ein punktuell Feld, welches die lokal unterschiedliche Ladungsträgerdichte wieder ausgleicht [Bonc1982, S.248]. Dadurch ändert sich die Dichte der Elektronen bei Hochinjektion unter makroskopischer Betrachtung genauso wie die der Löcher. Die dabei wirksame Diffusionskonstante ist ambipolar, denn sie gilt für Elektronen gleichermaßen wie für Löcher. Die ambipolare Diffusionskonstante liegt zwischen den beiden Diffusionskonstanten für Elektronen und Löcher. Die Drift- /Diffusionsgleichung ähnelt den Gleichungen 2.1-6 und 2.1-7, nur dass die Diffusionskonstante der Elektronen ( $D_n$ ) und Löcher ( $D_p$ ) jeweils durch die ambipolare Diffusionskonstante zu ersetzen ist. Die ambipolare Diffusionskonstante ( $D_A$ ) wirkt bei Hochinjektion und wird nach Gleichung 2.1-8 berechnet.

$$D_A = \frac{2 \cdot D_p \cdot D_n}{D_p + D_n} \quad (2.1-8)$$

Die Diffusionskonstanten sind entsprechend der Einsteinbeziehung in Gleichung 2.1-9 aus den Beweglichkeiten berechenbar und haben damit eine Temperaturabhängigkeit wie die Ladungsträgerbeweglichkeit. Die Einstein-Relation ist anwendbar, wenn es sich um nichtentartete Halbleiter handelt [Yuan1998, S. 4]. Dies ist bei Leistungshalbleitern im Allgemeinen außer in an den recht dünnen hochdotierten Kontaktbereichen zu den Elektroden immer gegeben.

$$D_{n,p} = \frac{k_b \cdot T}{q} \cdot \mu_{n,p} \quad (2.1-9)$$

## 2.1.2 Die Beweglichkeit der Ladungsträger

### a) Überblick

Die Ladungsträgerbeweglichkeit ( $\mu$ ) ist als Quotient aus Geschwindigkeit und Feldstärke definiert. Sie ist ein Maß für die Geschwindigkeit der Ladungsträger in Richtung eines elektrischen Feldes. Die Beweglichkeit der Ladungsträger wird hauptsächlich durch Wechselwirkungen mit dem Halbleitergitter begrenzt. Aufgrund der geringeren Größe der Elektronen gegenüber den Löchern werden Elektronen schwächer durch das Gitter abgebremst. Daher sind Elektronen beweglicher als Löcher. In Silizium, dem am häufigsten genutzten Material für Halbleiterbauelemente, sind Elektronen im Niedrigfeldbereich etwa dreimal so beweglich wie die Löcher.

Die Streuungen der Ladungsträger am Gitter des Halbleiters sind bis zu einer Ladungsträgerkonzentration von etwa  $10^{15} \text{ 1/cm}^3$  der nahezu einzige beweglichkeitsbegrenzende Faktor. Erst darüber sorgen weitere Streumechanismen für eine weiter abnehmende Beweglichkeit [Dann1972].

Im Leistungshalbleiter sinkt im gewöhnlichen Temperaturbereich in allen existierenden Modellen die Niedrigfeldbeweglichkeit mit steigender Temperatur. Die gitterabhängige Niedrigfeldbeweglichkeit ( $\mu_{(latt)n/p}$ ) kann nach Gleichung 2.1-10 ausgedrückt werden.

$$\mu_{(latt)n/p} = \mu_{\max,n/p} \cdot \left( \frac{T}{300} \right)^{\alpha_n/\alpha_p} \quad (2.1-10)$$

$\mu_{\max,n}$  ist die Beweglichkeit für Elektronen und  $\mu_{\max,p}$  die für Löcher bei einer Temperatur von 300 Kelvin. Als Parameter für Bauelementsimulationen werden häufig die Werte von Klaassen verwendet [Klab1992] ( $\mu_{\max,n}=1414 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $\mu_{\max,p}=470,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ,  $\alpha_n=-2,285$ ,  $\alpha_p=-2,247$ ).

In Bauelementsimulatoren wie Medici, Dessis und Sentaurus wird auch die Störstellenbeweglichkeit ( $\mu_{D+A+p/n}$ ) berechnet. Dies ist die Beweglichkeit, die aus den Streuungen der Elektronen (Löcher) an Donatoren (D), Akzeptoren (A) und den Löchern (p) bzw.

Elektronen ( $n$ ) resultiert. Sie ist z.B. im Bauelementsimulator Medici nach Masetti [Mase1983] wie in Gleichung 2.1-11 implementiert [Medici, S.2-30].

$$\mu_{D+A+p/n} = \left( \frac{\mu_{\max} \cdot \mu_{\min}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \cdot \left( \frac{300}{T} \right)^{0,5} + \frac{\mu_{\max}^2}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \cdot \left( \frac{T}{300} \right)^{3,0,68-1,5} \cdot \left( \frac{9,68 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}}{n} \right)^{0,68} \right) \quad (2.1-11)$$

Die Teilbeweglichkeiten werden in Bauelementsimulatoren mit der Matthiessen-Regel zu einer resultierenden Beweglichkeit ( $\mu_{n/p}$ ) verknüpft:

$$\frac{1}{\mu_{n/p}} = \frac{1}{\mu_{(\text{latt})n/p}} + \frac{1}{\mu_{D+A+p/n}} \quad (2.1-12)$$

Diese Regel gilt nur, wenn die Streuungen voneinander unabhängig sind. Leider ist das bei Gitter- und Störstellenstreuung in Leistungshalbleitern nicht ganz gegeben. Damit ist die Berechnung der Beweglichkeit nach der Gleichung 2.1-12 nicht ganz exakt ([Mohr2004], [Kuhn2002, S. 32]).

Die Fehler aus der Matthiessen-Regel sind nach Schenk [Schk1998, S. 36] bis zu Dotierungen von  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  kleiner als fünf Prozent, steigen aber mit weiter zunehmender Dotierung stark an. Für eine rechnerische Korrektur bräuchte man die Relaxationszeiten der einzelnen Streuungen. Diese Korrektur wird selbst in Bauelementsimulatoren in der Regel nicht vorgenommen.

## b) Konzentrationsabhängigkeit der Beweglichkeit

Einige Modelle erfordern auch die Berücksichtigung der Konzentration von Dotanten und Ladungsträgern. Aus empirischen Forschungen ermittelte Masetti [Mase1983] eine Ladungsträgerbeweglichkeit, die der in Gleichung 2.1-13 dargestellten Beziehung entspricht.  $C_r$  und  $C_s$  sind hierbei empirisch gewonnene Konstanten.

$$\mu = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left( \frac{n}{C_r} \right)^{\alpha}} - \frac{\mu_1}{1 + \left( \frac{C_s}{n} \right)^{\beta}} \quad (2.1-13)$$

Der rechte Term (mit dem Faktor  $\mu_1$ ) in Gleichung 2.1-13 wird nur wirksam ab einer sehr hohen Dotierung ( $\approx 10^{20} \text{ 1/cm}^3$ ). Ab diesem Bereich ist das Absinken der Beweglichkeit durch Streuungen an Plasmonen (Ladungsdichteschwankungen) und Elektron-Elektron-Streuungen begründet [Fisc1991]. Dieser rechte Teil hat kaum Einfluss auf die Leistungselektronik und verursacht unter bestimmten Lösungsalgorithmen eine deutliche Erhöhung des Rechenaufwandes. Bauelementsimulatoren verzichten daher meist auf den Teil und nutzen Gleichung 2.1-14:

$$\mu = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha} \quad (2.1-14)$$

Mit Gleichung 2.1-14 ist auch die Verknüpfung mit der Matthiessen-Regel (vgl. Gleichung 2.12) gewährleistet, was im Anhang A2 gezeigt wird.

## c) Unterschiedliche Majoritäts- und Minoritätsladungsträgerbeweglichkeiten

Wenn eine Ladungsträgersorte bei p-Dotierung eine andere Beweglichkeit wie bei n-Dotierung bei ansonsten identischen Bedingungen zeigt, spricht man von einem Unterschied zwischen der Majoritäts- und Minoritätsladungsträgerbeweglichkeit. Eine solche Unterscheidung ist nur in wenigen Anwendungen nötig, da die Unterschiede erst ab sehr großen Ladungsträgerdichten (ab  $10^{19} \text{ 1/cm}^3$ ) auftreten. Erste Berechnungen dazu, die auch mit experimentellen Untersuchungen übereinstimmen, wurden von Bennett [Benn1983] getroffen.

Elektronen in einem p-dotiertem Gebiet sind Minoritätsladungsträger. Das gilt auch für Löcher in einer n-dotierten Umgebung. Minoritätsladungsträger streuen gegenüber Majoritätsladungsträgern (bei hohen Ladungsträgerdichten) seltener an gleichartigen Ladungsträgern und haben damit eine größere Beweglichkeit.

Die Unterscheidung zwischen Majoritäts- und Minoritätsladungsträgerbeweglichkeit wird in Bauelementsimulatoren (z.B. Medici, Dessis, Sentaurus) durch ein auf Masettis Ergebnissen weiterentwickeltes Mobilitätsmodell von Klaassen [Klaa1992] vorgenommen. In Klaassens Mobilitätsmodell wird die Majoritätsträgerbeweglichkeit wie nach Masetti [Mase1983] berechnet (vgl. Gleichung 2.1-11). Zusätzlich wird bei der Berechnung der Minoritätsträgerbeweglichkeit die Existenz von Elektron-Loch-Streuungen und Streuungen an Dotanten berücksichtigt. Das ist im Anhang A3 näher erläutert. Die Berücksichtigung der Minoritätsträgerbeweglichkeit ist auf analytischem Weg nicht möglich und daher vorwiegend Bauelementsimulatoren vorbehalten. In Schaltkreissimulationen wird je nach Rechenansatz auf diese Unterscheidung verzichtet.

## d) Mobilitätsbeschränkung an Grenzflächen

Die Beweglichkeit an Oberflächen und Grenzflächen zu Isolatoren ist durch Oberflächenzustände herabgesetzt. Das kann aus Oberflächenniveaus resultieren, die ihren Ursprung in adsorbierenden Atomen oder den oberflächenbedingten Abbrüchen des Halbleitergitters haben. Oberflächenniveaus können an der Rekombination und Generation von Elektronen und Löchern beteiligt sein und so die Beweglichkeit vermindern [Bonc1982, S.299-314]. Auch kann es durch Ladungszentren an unterschiedlich rauen Silizium-Siliziumdioxid-Übergängen zu so bezeichneten Coulomb-Streuungen kommen, die ein Verringern der Ladungsträgerbeweglichkeit zur Folge haben [Cheng1973, Cheng1974]. Das ist auch beim

IGBT möglich, denn Siliziumdioxid ist hier in der Regel das isolierende Oxid, welches an den Halbleiterbereich aus Silizium angrenzt.

Die Beweglichkeit im MOSFET-Kanal kann auch durch die Feldstärke beeinflusst sein. Das ist der Fall, wenn die Feldstärke und der Ladungsfluss nicht parallel zueinander sind. Das ist in einem anisotropen Medium gegeben. Bei Silizium ist das der Fall, da durch dessen Kristallstruktur unterschiedlich bevorzugte Richtungen für den Ladungsfluss existieren [Müll1995, S.22 und S.31].

Die Niedrigfeldbeweglichkeit der Elektronen wurde bei den durchgeführten Bauelementsimulationen nach Gleichung 2.1-15 auf 70 Prozent ( $\gamma=0,70$ ) gegenüber der Beweglichkeit fern der Oberfläche begrenzt.

$$\mu_{s,n} = \gamma \cdot \mu_n \quad \text{mit } 0 < \gamma \leq 1 \quad (2.1-15)$$

Der Einfluss der Begrenzung der Niedrigfeldbeweglichkeit an der Oberfläche ist jedoch gering. Bei Löchern hat sie gar keinen Einfluss auf das Schaltverhalten, weil im Kanal die Löcher nahezu vollständig fehlen. Dagegen zeigten sich bei Begrenzung der Beweglichkeit der Elektronen bei Abschaltungen mit dem Bauelementsimulator Medici im Kanalbereich geringe verzögernde Wirkungen. So war das Millerplateau bis zu ein Prozent länger als ohne Beschränkung. Aufgrund der Komplexität der Oberflächeneffekte und der zu erwarteten geringen Auswirkung auf das Schaltverhalten kann in Schaltungssimulatoren in der Regel auf eine verringerte Beweglichkeit an der Oberfläche verzichtet werden.

## e) Berücksichtigung der Hochfeldbeweglichkeit

Unter Hochfeldbeweglichkeit wird der Bereich verstanden, in dem die Ladungsträgergeschwindigkeit nicht mehr proportional zur Feldstärke ist. Solange Proportionalität herrscht, gelten ohmsche Verhältnisse. Abweichungen davon führen zu einer zunehmenden Geschwindigkeitssättigung. Ab wann die Sättigung eintritt ist abhängig vom Material, da es auch von der Gitterkonstante abhängt. Shockley [Shoc1951] fand für die Geschwindigkeitssättigung im Jahr 1951 eine ausführliche Erklärung, die auch von später aktiven Wissenschaftlern ([Chia1995, S.46], [Schwa1983]) akzeptiert wurde:

Bei niedrigen Energien dominieren gleichphasige Gitterschwingungen, sogenannte akustische Phononen. Dabei herrscht ein lineares Verhältnis zwischen Ladungsträgergeschwindigkeit und Feldstärke. Die möglichen Energiezustände zeichnen sich durch Schwingungen aus, die quantenmechanisch einer Wellenlänge zugeordnet werden können. Ab Energien ( $W$ ), die nach Gleichung 2.1-16 zu Wellenlängen ( $\lambda$ ) unterhalb der halben Gitterkonstanten führen, werden zunehmend optische Phononen angeregt. Optische Phononen sind gegenphasige Schwingungen von Atomen im Gitter.

$$\lambda = \frac{c \cdot \hbar}{W} \quad (2.1-16)$$

Anders als an akustischen Phononen, streuen an optischen Phononen die Ladungsträger umso häufiger, je höher ihre Energie und damit die elektrische Feldstärke ist. Das führt zu einem oberen Limit der Geschwindigkeit, der Sättigungsgeschwindigkeit.

Die Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen ist nicht wie die Niedrigfeldbeweglichkeit dreifach höher als die der Löcher, sondern unterscheidet sich je nach Literaturangabe höchstens nur um einen Faktor knapp über eins (1,2).

Die Hochfeldbeweglichkeit wird nach Caughey-Thomas ([Caug1967], [Medici, S. 2-54]) nach Gleichung 2.1-17 berechnet.

$$v(E) = v_{\text{sat}} \cdot \frac{E/E_{\text{HF}}}{\left[1 + (E/E_{\text{HF}})^\beta\right]^{1/\beta}} \quad (2.1-17)$$

$E_{\text{HF}}$  ist dabei der Quotient aus der Sättigungsgeschwindigkeit ( $v_{\text{sat}}$ ) und der Niedrigfeldbeweglichkeit. Für Elektronen und Löcher gelten die gleichen Formeln, nur dass sich die Sättigungsgeschwindigkeit,  $E_{\text{HF}}$  und der Faktor  $\beta$  unterscheiden. Der Faktor  $\beta$  ist im Bauelementsimulator Medici voreingestellt und beträgt für Elektronen zwei und für Löcher eins. Das entspricht stark gerundet den empirischen Untersuchungen für die festgestellte Hochfeldabhängigkeit von Canali [Cana1975].

Die Rundungen auf ganze Zahlen für  $\beta$  verringern den Rechenaufwand erheblich. Testweise vorgenommene Veränderungen auf nicht gerundete Werte führten zu einer um mehrere Faktoren längeren Simulationszeit mit dem Bauelementsimulator Medici oder gar auch zu Stabilitätsproblemen, welche zum automatischen Simulationsabbruch führten. Dennoch können Simulationen bei Verwendung konkreter Zahlen exakter erfolgen, da die Rundung auf ganze Zahlen eine erhebliche Abweichung von den tatsächlichen Gegebenheiten bedeutet. Für die Nutzung nicht gerundeter Exponenten muss der Berechnungsalgorithmus einfacher erfolgen. Beim Bauelementsimulator Sentaurus [Sentaurus, S. 316] scheint das zumindest nach den Beschreibungen des Handbuches gewährleistet zu sein, denn dort wird im Gegensatz zu beispielsweise Medici mit den exakteren nicht ganzzahligen Werten für  $\beta$  gerechnet.

Nimmt man Gleichung 2.1-17 und dividiert diese durch die Feldstärke ( $E$ ) ergibt sich wegen  $E_{\text{HF}} = v_{\text{sat}}/\mu_0$  die feldstärkeabhängige Beweglichkeit nach 2.1-18:

$$\mu(E) = \frac{v_{\text{sat}}/E_{\text{HF}}}{\left[1 + (E/E_{\text{HF}})^\beta\right]^{1/\beta}} = \frac{\mu_0}{\left[1 + (E/E_{\text{HF}})^\beta\right]^{1/\beta}} \quad (2.1-18)$$

Die von Canali ermittelten Exponenten  $\beta$  innerhalb der Gleichung 2.1-17 steigen mit der Temperatur vor allem für die Elektronen an, z.B. auf 1,66 bei 157°C. In den Bauelement-

simulationen nach Medici ist  $\beta$  temperaturunabhängig und ganzzahlig. Dies erklärt vor allem die Unterschiede zwischen den von Canali ermittelten Werten und den Medici-Voreinstellungen bei niedriger Feldstärke (unterhalb von 50 kV/cm) in Abb. 2.1-1. Mit jeweils höherem  $\beta$ -Wert steigt die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger mit der Feldstärke stärker an. Die Differenzen bei höheren Feldstärken liegen dagegen hauptsächlich darin, dass leicht unterschiedliche Sättigungsgeschwindigkeiten und Niedrigfeldmobilitäten angesetzt wurden.

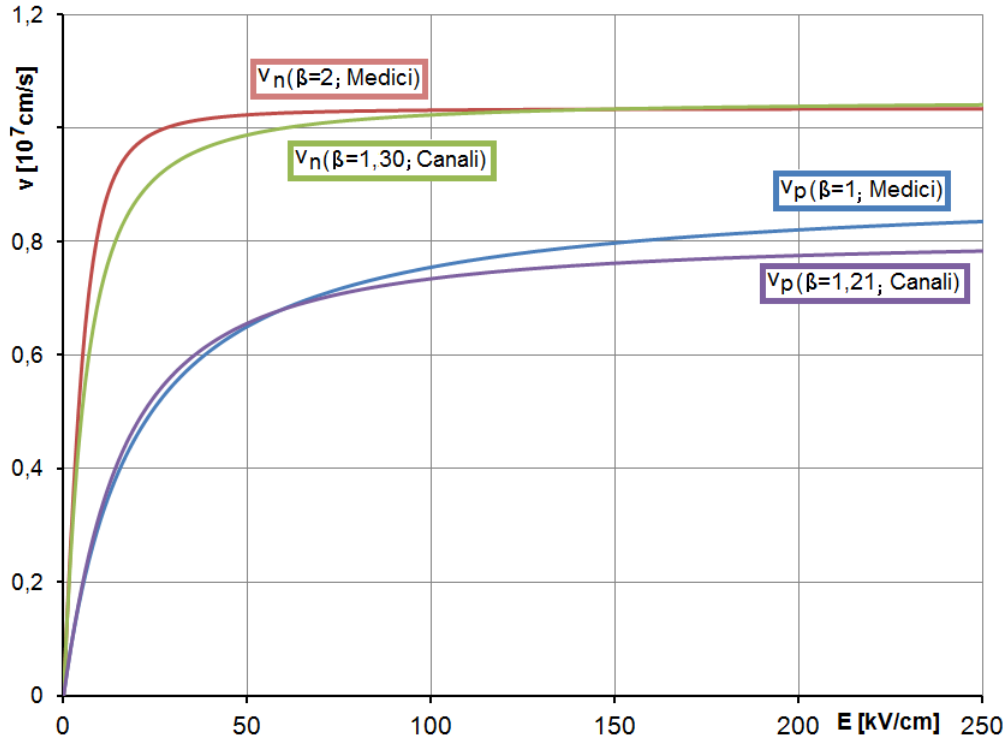


Abb. 2.1-1: Die mit den Voreinstellungen im Bauelementsimulator angenommenen Abhängigkeiten der Ladungsträgergeschwindigkeiten von der elektrischen Feldstärke im Vergleich zu den empirisch ermittelten Werten nach Canali.

Leitet man den Ausdruck 2.1-17 nach der Feldstärke ab, ergibt das die inkrementelle Beweglichkeitsänderung nach Gleichung 2.1-19:

$$\mu_{\text{ink}}(E) = \frac{\partial v}{\partial E} = \frac{v_{\text{sat}}/E_{\text{HF}}}{\left[1 + (E/E_{\text{HF}})^\beta\right]^{1+1/\beta}} = \frac{\mu}{\left[1 + (E/E_{\text{HF}})^\beta\right]^{1+1/\beta}} \quad (2.1-19)$$

Die inkrementelle Beweglichkeitsänderung gibt die Änderung der Ladungsträgerbeweglichkeit in Abhängigkeit der Feldstärkeänderung an. Diese soll nach Caughey, Thomas [Caug1967] günstig für die Verknüpfung mit den Konzentrationsabhängigkeiten der Ladungsträger sein. In den Bauelementsimulatoren findet die inkrementelle

Beweglichkeitsänderung im Bereich der Hochfeldbeweglichkeit nur selten Berücksichtigung, da nahezu ausschließlich mit der Beziehung aus Gleichung 2.1-18 kalkuliert wird.

Obwohl in Simulationen meist von einer konstanten (temperaturunabhängigen) Sättigungsgeschwindigkeit ausgegangen wird, ist sie in der Realität temperaturabhängig. Mit steigender Temperatur sinkt die Sättigungsgeschwindigkeit. In Bauelementsimulatoren kann man in der Regel zwischen einer konstanten und einer temperaturabhängigen Sättigungsgeschwindigkeit auswählen. Dafür existieren verschiedene Modelle. Ein Modell mit einer Temperaturabhängigkeit der Sättigungsgeschwindigkeit ( $v_{\text{sat}}$ ) zeigt die Gleichungen 2.1-20 und 2.1-21, in denen die von Baliga [Bali2008, S.39] vorgeschlagenen Werte eingesetzt wurden.

$$v_{\text{Sat,n}} = 1,003 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^{-0,87} \quad (2.1-20)$$

$$v_{\text{Sat,p}} = 0,8365 \cdot 10^7 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot \left( \frac{T}{300\text{K}} \right)^{-0,52} \quad (2.1-21)$$

Die Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen ist größer, sinkt aber mit zunehmender Temperatur stärker als die der Löcher. Das führt dazu, dass sich die Sättigungsgeschwindigkeiten mit zunehmender Temperatur annähern wie das in Abb. 2.1-2 gesehen werden kann.

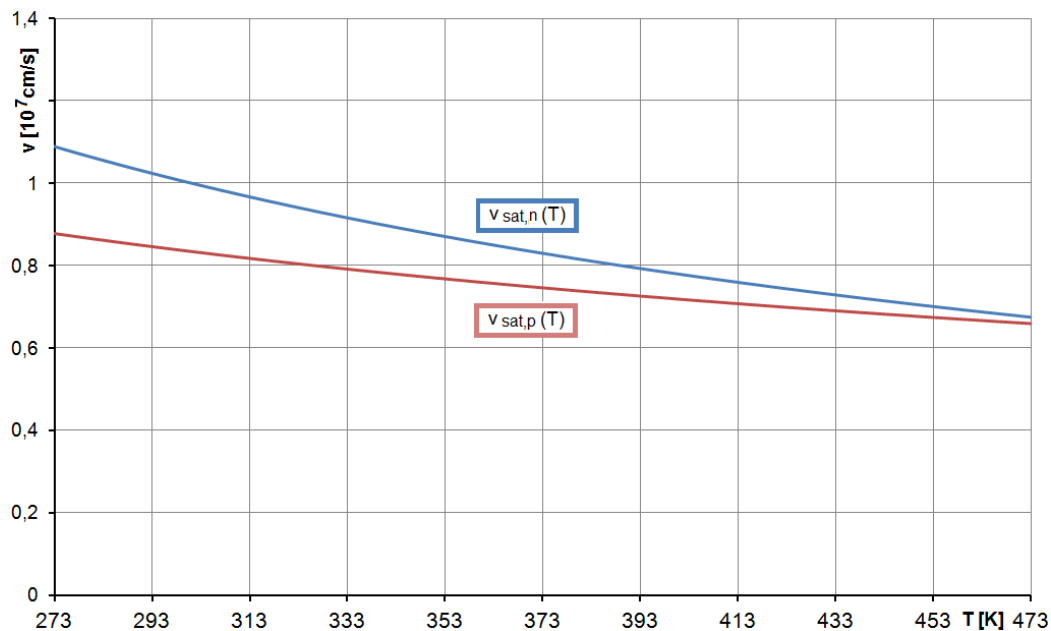


Abb. 2.1-2: Die temperaturabhängigen Sättigungsgeschwindigkeiten nach Baliga im Bereich zwischen 273K (0°C) und 473K (200°C).



## 2.1.3 Die Ladungsträgerlebensdauer im Halbleiter

Die Ladungsträgerlebensdauer wirkt bei einem Überschuss von Ladungsträgern. Ladungsträgerüberschüsse klingen bei konstanter Rekombinationsrate exponentiell mit der Zeit ab. Die Zeitkonstante innerhalb dieser exponentiellen Funktion ist die Ladungsträgerlebensdauer ( $\tau$ ). In Gleichung 2.1-22 ist  $n'$  die Überschusselektronendichte.

$$n'(t) = n'(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.1-22)$$

Die Ladungsträgerlebensdauer kann auch als durchschnittliche Verweildauer der Elektronen im Leitungsband betrachtet werden. Wenn die Elektronen das Leitungsband durch Rekombinationen, vor allem durch Streuungen am Gitter oder anderen Ladungsträgerpaaren verlassen, fällt die Ladungsträgerlebensdauer in Leistungshalbleitern mit der durchschnittlichen Zeitdauer zwischen zwei Streuungen zusammen. Dies ist bei indirekten Halbleitern wie Silizium der Fall. Daher ist in Silizium die Ladungsträgerlebensdauer weitgehend indirekt proportional zur Streuhäufigkeit.

Die Ladungsträgerlebensdauer kann durch verschiedene Maßnahmen beim Herstellungsprozess beeinflusst werden. Bei Leistungshalbleitern wird das nur ungern gemacht. Beim IGBT erfolgte das nur zwischenzeitlich bei einer Variante, bei welcher der Rückseitenemitter noch sehr dick realisiert wurde, um die Ladungsträgerkonzentration an dortiger Stelle zu reduzieren.

In der Realität ist die Ladungsträgerlebensdauer eng mit Ladungsträgerbeweglichkeit, der Streuhäufigkeit und dem Rekombinations- und Generationsmechanismus verbunden. Die Verbindung der Ladungsträgerbeweglichkeit mit der Ladungsträgerlebensdauer folgt bereits aus der Tatsache, dass die Matthiessen-Regel (vgl. 2.1-12) allgemeingültiger mit der Lebensdauer statt mit den Beweglichkeiten beschreibbar ist, denn die Häufigkeit der Beiträge unterschiedlicher Streuungen addieren sich allgemeingültig nach Gleichung 2.1-23 [Thus2011, S.75-76].

$$\frac{1}{\tau_{\text{ges}}} = \sum_i \frac{1}{\tau_i} \quad (2.1-23)$$

Die Ladungsträgerlebensdauer kann auch als durchschnittliche Zeitdauer angesehen werden, mit der die elektrische Feldstärke die beweglichen Ladungsträger beschleunigt. Die Kraft ( $q \cdot E$ ) dividiert durch die Masse ergibt die Beschleunigung. Das multipliziert mit der (halben) Ladungsträgerlebensdauer ergibt die (durchschnittliche) Geschwindigkeit. Da die Mobilität ( $\mu$ ) durch Multiplikation mit der Feldstärke ebenfalls die Geschwindigkeit ergibt, lassen sich die Ladungsträgerlebensdauern auch durch die Beweglichkeiten der Ladungsträger formulieren. Als Masse muss in Halbleitern die effektive Masse der Ladungsträger ( $m_{\text{eff}}$ ) verwendet werden. So wird aus der Geschwindigkeit  $v = \mu \cdot E$  der

Ausdruck  $v = -q \cdot \tau \cdot E / m_{\text{eff}}$  und die Beziehung  $\mu = -q \cdot \tau / m_{\text{eff}}$  (für Elektronen) abgeleitet. Damit können die Lebensdauern ( $\tau_{\text{ges}}$  und  $\tau_i$ ) in 2.1-23 durch die Beweglichkeiten ( $\mu_{\text{ges}}$  und  $\mu_i$ ) ersetzt werden. Das schränkt die Allgemeingültigkeit von Gleichung 2.1-23 etwas ein, da die effektiven Massen unterschiedlicher Streumechanismen nur in Ausnahmefällen identisch sind.

Die Ladungsträgerlebensdauer ist auch temperaturabhängig. Im für Leistungshalbleiter relevanten Temperaturbereich gibt es auch die Annahme, dass die Ladungsträgerlebensdauer indirekt proportional zur thermischen Geschwindigkeit der Ladungsträger ist. Dies gilt nach Dreckschmidt [Drec2012] im Temperaturbereich von 100K bis 450K. Da die thermische Geschwindigkeit ( $v_{\text{th}}$ ) der Ladungsträger nach Gleichung 2.1-24 mit der Wurzel der Temperatur (T) steigt, sinkt die mittlere Streudauer ( $t_{\text{th}}$ ) bei Änderung der Temperatur annähernd nach Gleichung 2.1-25.

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{3 \cdot k_b \cdot T}{m_{\text{eff}}}} \quad (2.1-24)$$

$$t_{\text{th}} = \tau(300\text{K}) \cdot \sqrt{\frac{300\text{K}}{T}} \quad (2.1-25)$$

Da die Streudauer und die Ladungsträgerlebensdauer nicht das gleiche sind, sollte die Beziehung 2.1-25 im Rahmen der Parameterextraktion für das Ladungsträgerextraktionsmodell nicht zur Ladungsträgerdauerberechnung genutzt werden.

In Bauelementsimulatoren wie Dessis, Medici und Sentaurus wird weder die Streuhäufigkeit noch der Einfluss der Rekombinationswahrscheinlichkeit bei der Berechnung für die Ladungsträgerlebensdauer herangezogen. Die Parameter der vielen Gleichungen führen sonst zu einer Überbestimmung des simulationsrelevanten Gleichungssystems.

Bei Dessis [Dessis, S. 11.200] und Sentaurus [Sentaurus, S. 330] folgt die Lebensdauer aus einem von der Temperatur, Feldstärke und Dotierung abhängigen Ausdruck. Bei Medici folgt sie allein aus der Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte und ist in den Gleichungen 2.1-26 und 2.1-27 gezeigt. Nach diesen Gleichungen sinkt die Ladungsträgerlebensdauer erst wesentlich, wenn die gesamte Ladungsträgerkonzentrationen ( $N_{\text{total}}$ ) den NSRH-Wert überschreitet. Dies ist mit verstärkten Shockley-Read-Hall(SRH)-Rekombinationen verbunden [Morh2010]. Bei den Bauelementsimulationen im Rahmen dieser Arbeit wurde für NSRH ein Wert von  $3 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^3$  eingesetzt (Defaultwert mit  $5 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$  wäre zu hoch) [Medici, S. 2-5].

$$\tau_n(x, y) = \frac{1400\mu\text{s}}{1 + \sqrt{\frac{N_{\text{total}}(x, y)}{\text{NSRH}}}} \quad (2.1-26)$$

$$\tau_p(x, y) = \frac{280\mu\text{s}}{1 + \sqrt{\frac{N_{\text{total}}(x, y)}{\text{NSRH}}}} \quad (2.1-27)$$

Die Ladungsträgerlebensdauer beeinflusst die Ladungsträgerverteilung im Bauelement im Durchlass. Bei niedrigen Lebensdauern von wenigen Mikrosekunden hängt die Ladungsträgerkonzentration im Plasma je nach vertikaler Dicke des Bauelements und der

tatsächlichen Ladungsträgerlebensdauer durch. Der Einfluss auf den Schaltvorgang durch die Ladungsträgerlebensdauer ist dagegen gering, da die betrachteten Abschaltzeiten deutlich kleiner als die Ladungsträgerlebensdauern sind.

In Simulatoren haben die ermittelten Ladungsträgerlebensdauern meist nur Auswirkungen auf Rekombinations- und Generationsprozesse. Die Ladungsträgerlebensdauer ist nicht zu verwechseln mit den in der Regel deutlich kleineren Relaxationszeiten ( $<10^{-12}$  s), mit denen instationäre Störungen des Ladungsträgergefüges abklingen.

## 2.1.4 Rekombinations- und Generationsprozesse im Halbleiter

Bedeutend können in Leistungshalbleitern direkte Band-Band-, Auger- und Shockley-Read-Hall-Prozesse (SRH) sein, weil dabei Ladungsträger durch Generation freigesetzt werden oder durch Rekombination verschwinden. Bei Rekombinationen werden freie Ladungsträger unter Freisetzung von Energie gebunden und sind damit nicht mehr leitfähig. Demgegenüber entstehen bei Generationen (leitfähige) Ladungsträgerpaare durch vorherige Energiezufuhr. Ohne Rekombination würden bipolare Bauelemente nicht funktionieren, denn die Ladungsträgerlebensdauer wäre theoretisch unendlich groß, so dass Löcher- und Elektronenströme nicht ineinander übergehen könnten.

Direkte Band-Band-Übergänge sind in indirekten Halbleitern wie Silizium wenig wahrscheinlich, da hier im Vergleich zum Shockley-Read-Hall-Prozess neben elektromagnetischer Strahlung auch beim Übergang ein Impulsbeitrag übertragen werden muss. Damit findet der direkte Band-Band-Übergang in Silizium-Leistungshalbleitern nur marginal statt und wird in Simulationen meist vernachlässigt.

Beim Auger-Effekt und beim Shockley-Read-Hall-Prozess ist bei der Energieübertragung immer ein Streupartner beteiligt. Beim Auger-Effekt nimmt dieser Streupartner (ein Elektron oder Loch) die bei der Rekombination frei werdende Energie auf und gibt sie dann in Form mechanischer Energie am Halbleitergitter wieder ab. Dagegen ist beim Shockley-Read-Hall-Prozess der Streupartner unmittelbar am Rekombinationsvorgang beteiligt. Der Rekombinationsvorgang wird durch Störstellen innerhalb der eigentlichen verbotenen Zone, der Bandlücke, ermöglicht. Dadurch brauchen die Ladungsträger die Bandlücke nicht in einem einzigen Schritt bei der Rekombination durchlaufen, was bei einem indirekten Halbleiter wie Silizium deutlich wahrscheinlicher als der direkte Band-Band-Übergang ist. Der Shockley-Read-Hall-Prozess ist der dominierendste Rekombinations- bzw. Generationsprozess in Halbleitern aus Silizium [Thus2011, S. 88]. Er trägt damit auch beim Abschalten die tragende Rolle und repräsentiert die Rekombination an Störstellen. Die Störstellen liegen energetisch innerhalb der Bandlücke und sind nach Sze [Sze1981, S. 37] am effektivsten, wenn sie genau in der Bandmitte und damit im intrinsischen Energieniveau liegen.

Zur hier verwendeten Definition eines direkten Band-Band-Überganges sei hier erwähnt, dass der Auger-Effekt zwar ein Band-Band-Übergang ist, aber wegen der unbedingten Existenz eines weiteren Streupartners nicht als direkter Übergang angesehen wird.

Der Auger-Effekt tritt nur bei hoher Ladungsträgerkonzentration merkbar auf ( $>10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), da der Streupartner erst ab dieser Ladungsträgerdichte die Wahrscheinlichkeit des Shockley-Read-Hall-Prozesses je nach Dotierung und Halbleitermaterial erreicht. Die Umkehrung des Auger-Effektes, die Generation durch Stoßionisation, kann dagegen auch bei niedrigen Ladungsträgerkonzentrationen stattfinden. Dieser Prozess entspricht der Stoßgeneration und ist im Abschnitt 2.1-5 näher betrachtet.

Eine Ladungsträgerkonzentration oberhalb von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ist innerhalb des Leistungshalbleiters nur an den Grenzen zu den Kontaktelektroden zur Verringerung des Kontaktwiderstandes gegeben. In einem Schaltkreismodell für einen IGBT kann diese Eigenschaft vernachlässigt oder durch kleine Kontaktwiderstände wiedergegeben werden.

## 2.1.5 Berücksichtigung der Stoßionisation

### a) Differenzierung und Bedeutung der Stoßionisation

Stoßionisation führt zur Generierung von Ladungen und wird auch als Avalanche bezeichnet. Beim Abschalten kann dies auftreten, wenn in der aufgebauten Raumladungszone ein starkes elektrisches Feld herrscht. Dadurch erhöht sich die Geschwindigkeit und damit auch die Energie der freien Ladungsträger. Zu einer Stoßionisation kommt es dann, wenn durch je ein energiereiches Elektron ein weiteres Elektron von einem Loch herausgeschlagen wird. Es kann auch durch ein Loch eine Stoßionisation verursacht werden, jedoch ist die dafür nötige Ionisationsenergie größer als bei Elektronen. Stoßionisation ist die Umkehrung des Auger-Effektes [Hey1976] und spielt in Leistungshalbleitern eine bedeutende Rolle.

Stoßionisation kann beim Abschalten eines Bauelementes auftreten. Unmittelbar während des Abschaltens befinden sich viele Löcher und Elektronen in der Raumladungszone. Diese werden durch die elektrische Feldstärke beschleunigt und können auf Atome des Halbleitermaterials treffen. Wenn dabei die kinetische Energie so hoch ist, dass aus den getroffenen Atomen Valenzelektronen herausgeschlagen werden, entstehen zusätzliche Elektronen-Lochpaare. Diese neu entstandenen freien Ladungsträger können durch Aufnahme von Bewegungsenergie ebenfalls weitere Elektronen-Lochpaare beim darauffolgenden Stoß am Gitter generieren. Die Ladungsträger werden so lawinenartig freigesetzt.

Der Avalanche ist der häufigste Durchbruchmechanismus in Leistungsdioden [Till2005, S. 45], kann aber auch bei gesteuerten Bauelementen wie dem IGBT zum Durchbruch führen. Bei einem Hochspannungs-IGBT (HV-IGBT) ist der IGBT so eingestellt, dass der Avalanche bei nahezu jedem Abschaltvorgang mit Nennlast auftritt. Er beeinflusst damit den Verlauf von Strom und Spannung, wird aber bei passender Auslegung und Ansteuerung beherrscht. So kommt es bei normalem Betrieb nicht zum Durchbrechen des IGBTs. Bei Überlastung wie z.B. bei Kurzschlüssen besteht bei kurzer Einwirkdauer die Chance, dass der IGBT nicht zerstört wird. Hinsichtlich der Auswirkung eines Avalanches

ist grundlegend zwischen zwei verschiedenen Arten zu unterscheiden:

Avalanche der ersten Art liegt vor, wenn die Bauelemente den Avalanche ohne thermischen Schaden überstehen. Der mit dem Avalanche einhergehende Temperaturanstieg bewirkt eine verringerte freie Weglänge der Ladungsträger. Das führt zu einem höheren Widerstand der Raumladungszone. Der damit positive Temperaturkoeffizient des Halbleitermaterials bezüglich des Avalanches erleichtert die Möglichkeit der Selbstheilung, solange eine bestimmte Grenzleistung nicht überschritten wird.

Ohne Selbstheilung und ohne Begrenzung des Stromes kann es zum thermischen Durchbruch kommen. Dieser Prozess ist irreversibel, denn das Bauelement wird dadurch dauerhaft zerstört. Das bezeichnet man auch als Avalanche der zweiten Art. Es existieren auch feinere Unterteilungen wie im Lutz [Lutz2006, S. 330-338] beschrieben, wo der selbstheilende Avalanche noch in zwei weitere Arten aufgeteilt ist.

Die Möglichkeit der Selbstheilung wurde in IGBTs genutzt, da der IGBT so effektiver ausgenutzt werden kann. Avalanche-induzierte Ladungsträger können bewirken, dass sich die Raumladungszone langsamer ausdehnt oder gar zurückwandert [Babu2010]. Da der Avalanche die Strom- und Spannungsverläufe beeinflusst, sollte dieser in Bauelement- und Schaltkreissimulatoren implementiert werden. Nach Gleichung 2.1-28 lässt sich die aus dem Avalanche resultierende Generationsrate (G) ermitteln. Diese wird auch als Impaktionisation bezeichnet und gibt die Anzahl der generierten Ladungen je Volumenelement und Zeiteinheit an:

$$G = \alpha_n \cdot n \cdot v_n + \alpha_p \cdot p \cdot v_p \quad (2.1-28)$$

Die Stoßionisationskoeffizienten ( $\alpha_n$  bzw.  $\alpha_p$ ) drücken die Ionisationshäufigkeit eines Elektrons bzw. Lochs je Länge aus und können nach dem Modell von Chynoweth [Chyn1958] entsprechend Gleichung 2.1-29 berechnet werden:

$$\alpha_{n/p} = \alpha_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_{\text{Krit},p/n}(T)}{E}\right) \quad (2.1-29)$$

Die in Gleichung 2.1-29 auftretenden Parameter fallen je nach gefundener Literatur unterschiedlich aus. Einige Werte sind im Buch von Baliga [Bali2008, S. 33] enthalten ( $\alpha_{0n}=0,7 \cdot 10^6$  1/cm  $\alpha_{0p}=1,6 \cdot 10^6$  1/cm  $E_{\text{Krit},p}=1,23 \cdot 10^6$  V/cm,  $E_{\text{Krit},n}=2 \cdot 10^6$  V/cm für eine Feldstärke zwischen 175 kV/cm und 600 kV/cm).

Die Beziehungen aus den Gleichungen 2.1-28 und 2.1-29 werden auch in Bauelementsimulatoren, u.a. Medici [Medici, S.2-151] genutzt.

Durch die temperaturabhängigen Parameter verringern sich die Stoßionisationskoeffizienten mit steigender Temperatur. Dies entspricht der mit steigender Temperatur abnehmenden Ionisationswahrscheinlichkeit. Das wirkt sich auch auf die Verläufe von Strom und Spannung beim Abschalten aus, da der Avalanche bei niedrigeren

Temperaturen auch bei kleineren Kollektor-Emitterspannungen einsetzt. Daraus resultiert auch eine geringere Durchbruchspannung bei niedrigen Temperaturen. Die Durchbruchspannung steigt mit der Temperatur umso mehr an, je geringer die PN-Übergänge dotiert sind [Crow1966].

## **b) Verschiedene Möglichkeiten der Implementierung in Schaltkreissimulatoren**

Es existieren verschiedene Modelle zur Berechnung des Avalanches. Taur [Taur1998] unterscheidet hier zwischen verschiedenen Ionisationskoeffizienten für Löcher und Elektronen. Diese Möglichkeit ist vor allem in Bauelementsimulatoren anzutreffen. Demgegenüber ist ein einziger Ionisationskoeffizient für beide Ladungsträgersorten für Schaltkreissimulatoren gebräuchlicher, weil dabei die Chance der analytischen Berechnung eher gegeben ist.

Als besonders nützlich für Schaltkreissimulatoren stellten sich die Modelle von Shields [Shie1959] und Fulop [Fulop1967] heraus. Diese Modelle sind einfach handhabbar und gehen von einem einzigen Ionisationskoeffizienten für beide Ladungsträgersorten aus. Der dabei effektive Ionisationskoeffizient wird in Abhängigkeit von der Feldstärke nach Gleichung 2.1-30 bzw. 2.1-31 berechnet und kann auch für die Berechnung des Ionisationsintegrals in Gleichung 2.1-32 herangezogen werden. Die Formel für das Ionisationsintegral ist von der Form des elektrischen Feldes abhängig, Gleichung 2.1-30 gilt z.B. für einen dreieckförmigen Feldverlauf.

$$\alpha_{\text{eff}} = 1,8 \cdot 10^{-35} \cdot E_{\text{max}}^7 \quad (2.1-30)$$

Für den effektiven Ionisationskoeffizienten wird nach Singh und Baliga [Singh1993] eine Temperaturabhängigkeit nach Gleichung 2.1-31 einbezogen. Bei Zimmertemperatur (300K) ist der Ionisationskoeffizient der gleiche wie nach Gleichung 2.1-30:

$$\alpha_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-28} \cdot e^{-16,22 \cdot \frac{T}{300K}} \cdot E^{5,8+1,2 \cdot \frac{T}{300K}} \quad (2.1-31)$$

Das Ionisationsintegral ( $\Phi$ ) nach Fulop ist weiterhin durch Gleichung 2.1-32 ausdrückbar:

$$\Phi = \frac{1,8 \cdot 10^{-35} \cdot E_{\text{max}}^7 \cdot w_{\text{RLZ}}}{2} \quad (2.1-32)$$

Für die Feldstärkespitze ( $E_{\text{max}}$ ) wird in Gleichung 2.1-32 nur der Zahlenwert des elektrischen Feldes in Volt je Zentimeter (V/cm) eingesetzt. Die Weite der Raumladungszone ( $w_{\text{RLZ}}$ ) ist dabei in Zentimeter anzugeben. Ein Ionisationsintegral von eins führt zum Durchbruch. Der durch das Bauelement fließende Strom ist dann nur durch die äußere Beschaltung begrenzt. Die Weite der Raumladungszone, bei der dieser

Durchbruch stattfindet ist abhängig vom Feldverlauf und damit auch von der Dotierung und der Frage, ob das elektrische Feld in der Raumladungszone dreieck- oder trapezförmig ist. Für einen dreieckförmigen Feldverlauf ist bei einer  $600\mu\text{m}$  breiten Raumladungszone ( $w_{\text{RLZ}}=600\mu\text{m}$ ) das Ionisationsintegral eins ( $\Phi=1$ ), wenn die maximale Feldstärke  $151,7\text{ kV/cm}$  beträgt. Solch eine Feldstärke wird in den heutigen Bauelementen beim normalen Abschalten leicht erreicht, nicht jedoch beim statischen Sperren.

Es kann davon ausgegangen werden, dass im dynamischen Fall ein kurzzeitiges Durchbrechen (und damit ein rechnerisches Ionsationsintegral über eins) beherrscht wird. Dafür spricht auch die von Knipper [Knip2011] geschilderte Stromdichtefilamentierung beim Lawinendurchbruch im IGBT, welche durch ein Wechselspiel zwischen Feldstärkeverteilung und Temperaturabfluss verschwindet und damit eine Selbstlöschbarkeit des Avalanches bewirken kann.

Die analytische Berechnung der durch Avalanche generierten Ladungen ist möglich, wenn man den Ionisationskoeffizienten ( $\alpha_{\text{eff}}$ ) nach Gleichung 2.1-30 heranzieht und weiterhin die Annahme macht, dass die Gesamtstromdichte das Produkt aus der Ladungsträgerdichte und der Geschwindigkeit der Ladungsträger ist ( $J=q\cdot[n+p]\cdot v_{\text{RLZ}}$ ). Dann führt die Beziehung aus 2.1-28 zur Berechnung der Impaktionisation nach Gleichung 2.1-33.

$$G = \alpha_{\text{eff}} \cdot \frac{J}{q} \quad (2.1-33)$$

Damit die durch Avalanche verursachte Stromdichte  $J_{\text{av}}$  analytisch berechnet werden kann, muss die Impaktionisation mit der Elementarladung multipliziert und über die Weite der Raumladungszone integriert werden. Unter Anwendung von 2.1-33 führt das zu Gleichung 2.1-34.

$$J_{\text{av}} = \int \alpha_{\text{eff}} \cdot J \cdot dw_{\text{RLZ}} \quad (2.1-34)$$

Durch die Integralform von 2.1-34 ist der Verlauf der Feldstärke entlang der Raumladungszone berücksichtigt. Inwiefern ein Schaltkreissimulator daraus die Impaktionisationsrate ausrechnen kann, hängt davon ab, ob sich dafür ein analytischer Ausdruck findet.

Alternativ zu Gleichung 2.1-34 kann man auch den Multiplikationsrate  $M$  heranziehen. In  $M$  ist das Ionisationsintegral nach Gleichung 2.1-35 enthalten.

$$M = \frac{1}{1 - \Phi} \quad (2.1-35)$$

Gleichung 2.1-35 macht gegenüber 2.1-34 Probleme, wenn das Ionisationsintegral den Wert eins erreicht oder überschreitet. In diesem Fall könnte der Strom in der Simulation auch per Fallunterscheidung durch die äußere Beschaltung begrenzt werden.

## 2.1.6 Die Ladungsträgerdichte

In Leistungshalbleitern sind zwei verschiedene Ladungsträgerdichten bedeutend. Die intrinsische Ladungsträgerdichte bestimmt das elektrothermische Gleichgewicht entsprechend Gleichung 2.1-36 und gilt für den stromlosen Zustand.

$$n_i = \sqrt{n \cdot p} \quad (2.1-36)$$

Gleichung 2.1-36 verliert ihre Gültigkeit im leitenden Zustand und damit auch bei Hochinjektion ( $n=p$ ). Dennoch ist die intrinsische Ladungsträgerdichte für die Charakteristik von PN-Übergängen auch dann eine gute Rechengröße, da sie zur Berechnung des Spannungsabfalls am PN-Übergang und für die Berechnung von Ladungsträgerkonzentrationen herangezogen werden kann.

Die intrinsische Ladungsträgerdichte ( $n_i$ ) ergibt sich in Abhängigkeit des Bandabstandes ( $E_g$ ) zwischen Valenz- und Leitungsband, aus den effektiven Zustandsdichten in beiden Bändern und der Temperatur nach Gleichung 2.1-37.

$$n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} \cdot \exp\left(\frac{-E_g}{2 \cdot kT}\right) \quad (2.1-37)$$

Sowohl der Bandabstand ( $E_g$ ), als auch die effektive Zustandsdichten für das Leitungsband ( $N_C$ ) und das Valenzband ( $N_V$ ) sind temperaturabhängig. Der Bandabstand ist jedoch nur schwach temperaturabhängig und kann nach Sze [Sze1981, S.15] durch 2.1-38 ausgedrückt werden.

$$E_g(T) = 1,1255\text{eV} - \frac{0,000473 \cdot T^2}{T + 636\text{K}} \quad (2.1-38)$$

Die effektiven Zustandsdichten, also die Anzahl der besetzbaren Zustände, sind stärker temperaturabhängig und nach Gleichungen 2.1-39 und 2.1-40 ausdrückbar, wobei die Zahlenwerte je nach Modell variieren. Die hier gezeigten Zahlenwerte entsprechen der Defaulteinstellung beim Bauelementsimulator Medici [Medici, S. 2-11].

$$N_C(T) = 2,8 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3} \left(\frac{T}{300}\right)^{1,5} \quad (2.1-39)$$



$$N_V(T) = 1,04 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3} \left( \frac{T}{300} \right)^{1,5} \quad (2.1-40)$$

Größere Zahlenwerte ergeben sich nach Schlangenotto [Lutz2006, S. 9], der auch größere Exponenten (1,7 bzw. 1,75) verwendete.

Die Temperaturabhängigkeit der effektiven Zustandsdichten ( $N_C$  und  $N_V$ ) bestimmen auch die Charakteristik eines PN-Übergangs bei Temperaturänderung. Das Produkt ( $N_C \cdot N_V$ ) steigt hier proportional der dritten Potenz der Temperatur ( $T^3$ ), was für die intrinsische Ladungsträgerkonzentration ( $n_i$ ) eine annähernde  $T^{3/2}$ -Abhängigkeit ergibt. Nach Baliga [Bali2008] gehorcht sie der Beziehung 2.1-41.

$$n_i = 1,70 \cdot 10^{16} \cdot T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\left(\frac{20800\text{K}}{T}\right)} \quad (2.1-41)$$

Die Temperaturabhängigkeit von der intrinsischen Ladungsträgerdichte vermindert bei PN-Übergängen die Diffusionsspannung bei erhöhter Temperatur. Die umgesetzte Leistung vermindert sich dann mit der Temperatur. Dieses Verhalten wirkt stabilisierend auf den Betrieb und wird auch als NTC-Verhalten bezeichnet.

Die intrinsische Ladungsträgerdichte ( $n_i$ ) beeinflusst auch die Rekombinations- und Generationsprozesse im Halbleiter und wirkt sich auch auf die Diffusion aus. Der Diffusionsstrom reagiert auf Temperaturveränderungen empfindlicher als der Rekombinationsstrom in der Raumladungszone, welches prinzipiell daran liegt, dass der Rekombinationsstrom einfach proportional, der Diffusionsstrom jedoch quadratisch proportional zur intrinsischen Ladungsträgerdichte ist [Yuan1998].

Mit der Temperatur ändert sich in geringem Maße auch der Bandabstand zwischen Valenz- und Leitungsband. Die konzentrationsabhängige Änderung des Bandabstandes Bandgap-Narrowing (BGN) ist eher den Bauelementsimulatoren vorbehalten. Bandgap-Narrowing beeinflusst entsprechend der Änderung des Bandabstandes ( $E_g$ ) nach Gleichung 2.1-37 die intrinsische Ladungsträgerkonzentration. Der Bandgap-Narrowing-Mechanismus resultiert bei hohen Ladungsträgerdichten (ab etwa  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) aus der Wechselwirkung zwischen den Dotanten und dem Störstellenspektrum, wodurch die Leitungs- bzw. Valenzbandkanten enger zusammenrücken und den Bandabstand verringern. Es existieren verschiedene Modelle für das Bandgap-Narrowing, die alle empirischen Ursprungs sind ([Blud1974], [KSG1992]).

Beim Bauelementsimulator Medici erfolgte die Berücksichtigung der Änderung des Bandabstandes durch Gleichung 2.1-42 entsprechend den Ergebnissen der empirischen Untersuchungen von Klaassen, Slotboom und De Graaf [KSG1992].

$$\Delta E_g = 0,00692 \text{ eV} \cdot \left[ \ln \frac{N_{\text{total}}(x, y)}{1,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}} + \sqrt{\ln \frac{N_{\text{total}}(x, y)}{1,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}}} + 0,5 \right] \quad (2.1-42)$$

Hochinjektion kann bei Leistungshalbleitern in der niedrigdotierten Basisschicht des Halbleiters vorkommen. Auch die sich dabei einstellende Ladungsträgerdichte nimmt mit der Temperatur zu. Hier spielen mehrere Faktoren eine Rolle, auf die in dieser Arbeit konkreter im Punkt 3.2-2 und im Rahmen der Parameterextraktion für das Ladungsträgerextraktionsmodell bei Bestimmung der Ladungsträgerverteilung eingegangen wird.

## 2.2 Der IGBT

### 2.2.1 Die Struktur des IGBTs

Der IGBT wird über ein MOS-Gate angesteuert. Gegenüber einer MOSFET-Struktur enthält er zusätzlich eine  $p^+$ -Schicht als Rückseitenemitter (p-Emitter). Damit ist der IGBT mit einer ähnlich dem bipolaren Transistor entsprechenden hohen Leitfähigkeit im Durchlass ausgestattet, denn durch den Rückseitenemitter können Löcher in die sonst schlecht leitende n-dotierte Basisschicht gelangen.

Die Ansteuerung erfolgt beim IGBT über das MOS-Gate. Die ist galvanisch wie bei einem Feldeffekttransistor (FET) vom Lastkreis durch eine Isolierung getrennt. Die Isolierung besteht bei den handelsüblichen IGBTs aus Siliziumdioxid und bewirkt eine hohe Gateimpedanz. Das führt zu sehr geringen Ansteuerverlusten, ähnlich wie bei einem Feldeffekttransistor. Die Steuerung erfolgt durch die Wirkung des elektrischen Feldes, welche durch das Gatepotenzial über die Isolierung auf das Halbleitermaterial wirkt. Somit vereint der IGBT die gute Leitfähigkeit eines bipolaren Leistungstransistors mit den niedrigen Steuerleistungen eines Feldeffekttransistors.

Entsprechend dem Schaltbild des IGBTs ist der Rückseitenemitter, der p-Emitter, am Kollektor angeschlossen. Der schaltungstechnische Emitter befindet sich beim vertikalen IGBT auf Seiten des Gates. Die vertikale Bauform, wie in Abb. 2.1-1 mit seinem äquivalenten Schaltbild nach der Deutschen Industrienorm (DIN) symbolisiert, wird ausschließlich für Leistungsbaulemente genutzt.

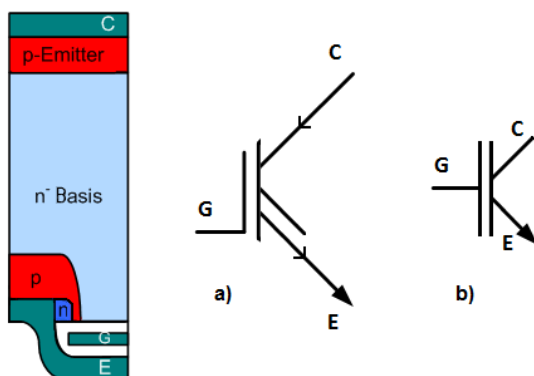


Abb. 2.2-1: Prinzipieller Aufbau eines N-Kanal IGBTs, a) mit seinem Schaltsymbol nach DIN EN 60617 und b) einem gebräuchlichen Symbol nach dem Semikron-Handbuch [Semi2010, S.45].

Es existieren unterschiedliche Bezeichnungen für die Kontakte am IGBT. Dies ist der komplexen Struktur des IGBTs geschuldet. Ohne den MOSFET-Steuerkopf funktioniert der IGBT wie ein PNP-Transistor, bei dem der in Bild 2.2-1 bezeichnete p-Emitter tatsächlich als Emitter fungiert. Der Emitter emittiert zwar Löcher, schaltungstechnisch wurde der IGBT jedoch nach DIN aus der Funktionsweise des nur Elektronen leitenden MOSFETs abgeleitet. Daher liegen Kollektor und Emitter im Schaltbild nach Abb. 2.2-1 genau entgegengesetzt zur Funktionsweise des IGBT-intern arbeitenden PNP-Transistors (p-Emitter liegt an entgegengesetzter Seite des Emitters E). So befindet sich z.B. der p-Emitter am Kollektor (C). Gebräuchlich ist für den Kollektor auch die Bezeichnung Anode. Der gegenüberliegende Kontakt, in Abb. 2.2-1 mit E (Emitter) bezeichnet, entspricht dann der Kathode.

## 2.2.2 Ausführungsformen des IGBT

Es gibt entsprechend der Entwicklung der IGBTs unterschiedliche Generationen und damit unterschiedliche Ausführungsformen. Hinsichtlich der Abgrenzung der niedrig dotierten Basiszone zum Rückseitenemitter gibt es zwei wesentliche Unterscheidungen:

Befindet sich keine hochdotierte n-Schicht zwischen niedrig dotierter Basiszone und p-Emitter, dann muss im fehlerfreien Betrieb die im Sperrzustand abfallende Spannung innerhalb der Basiszone abfallen. Hier spricht man vom Non-Punch-Through- (NPT-) IGBT, weil sich das elektrische Feld im Sperrzustand nicht über die komplette Basiszone ausbreiten darf. Der Verlauf des elektrischen Feldes in der Raumladungszone ist dann immer annähernd dreieckförmig.

Wenn eine hochdotierte n-Schicht zwischen der niedrig dotierten Basiszone und dem Rückseitenemitter existiert, darf das elektrische Feld in diese hochdotierte Feldstoppschicht beim Sperren ohne fehlerhafte Konsequenzen hineinreichen. Es erfolgt damit fast ein Durchgriff der Feldstärke bis zum p-Emitter und man spricht daher vom Punch-Through- (PT-) IGBT. Durch diese Entwicklung wurde der IGBT flacher, da die Raumladungszone dadurch wirksam begrenzt werden konnte. Das ermöglichte geringere Durchlass- und Schaltverluste, aber nachteiliger Weise führte das auch zu höheren Überspannungen beim Ausschalten, was ansteuerungstechnisch zu berücksichtigen ist.

Herstellungsbedingt besaß der PT-IGBT anfangs einen sehr dicken p-Emitter. Der damit einhergehende hohe p-Emitterwirkungsgrad ist ungünstig für die Schalteigenschaften. Neue Herstellungsmöglichkeiten ermöglichten auch die Fertigung sehr dünner p-Emitter. Diese Form der Ausführung wird als Soft-Punch-Through-, Light-Punch-Through- oder wie hier als Feldstop-IGBT (FS-IGBT) bezeichnet. Bei normalem Betrieb verschwindet das elektrische Feld innerhalb der Feldstoppschicht. Der Feldverlauf nach Anstoß der Raumladungszone an die Feldstoppschicht ist damit trapezförmig.

Es gibt bei FS-IGBTs weitere Möglichkeiten der Unterteilung. Der Übergang von der Basiszone zur Feldstoppschicht ist in den neuesten Entwicklungen beim Verlauf der Dotierung nicht mehr so abrupt wie bei älteren FS-IGBTs. Der sanfte Dotierungsverlauf ermöglicht bei transienten Vorgängen ein weicherer Schaltverhalten.

Hinsichtlich der Bauform des Gates unterscheidet man zwischen einem planaren Gate und einem senkrechten Gate (Trenchform). Mit der Trenchform erhält man u.a. eine gleichmäßigere Verteilung des Feldstärkeverlaufs entlang der emitterseitigen p-Schicht. Weiterhin ermöglicht die Trenchform eine gleichmäßigere Aufteilung der Ladungsträger. Das führt nach Laska [Lask2000] bei gleichen Stromdichten zu geringeren Durchlassverlusten. Nachteilig an der Trenchform ist eine um etwa den Faktor drei höhere Gatekapazität.

## 2.2.3 Schaltverhalten des IGBT

Das Einschalten des IGBTs ist im Nennspannungsbereich im normalen Betrieb nicht kritisch für den IGBT. Das Gate wird daher so schnell aufgeladen wie möglich, so dass die im Kommutierungskreis befindliche Freilaufdiode nicht zu stark belastet wird.

Das Abschalten führt dagegen eher im IGBT als in der Freilaufdiode zu kritischen Belastungen. Das wird verhindert, indem der IGBT durch Begrenzung des Gatestromes langsamer abschaltet. Daher ist der Gatestrom beim Abschalten in den meisten Fällen kleiner als beim Einschalten.

Bei einer Steuerung des Gatestroms durch Widerstände wird der Steuerkreis durch eine Spannungsquelle gespeist. Aufgrund des selbstsperrenden n-Kanal-IGBTs, welcher ausschließlich verwendet wird, wäre der IGBT bereits bei einer Gate-Emitterspannung von null Volt im Sperrzustand. Üblich sind jedoch im Sperrzustand negative Gate-Emitterspannungen bis hin zu -15V. Dies verbessert die Robustheit bei extrem steilen Anstiegen der Kollektor-Emitterspannung beim Abschalten.

Im eingeschalteten Zustand beträgt die Steuerspannung fast immer +15V. Das liegt einige Volt oberhalb der Schwellwertspannung ( $U_{TH}$ ), bei welcher der Kanal im IGBT leitfähig wird. Das Schalten wird durch Umladen IGBT-interner Kapazitäten mitbestimmt. Diese Kapazitäten sind nur zum Teil konstant, häufig ist deren Größe von Spannungen und Feldstärken abhängig. Für die prinzipielle Funktionsweise des IGBT ist vor allem die feldstärkeabhängige Millerkapazität entscheidend. Die Millerkapazität ist im Wesentlichen eine durch die Eigenschaft der Raumladungszone bedingte Kapazität zwischen Gate und Kollektor. Diese Kapazität ändert sich ähnlich wie die Verhältnisse innerhalb der Raumladungszone und kann feldstärkeabhängig beschrieben werden. Sie wirkt sowohl beim Ein- als auch beim Ausschalten und führt zur Ausbildung des Millerplateaus, einem Bereich mit annähernd konstanter Gate-Emitterspannung.

Da die Simulation des Abschaltens bei der Entwicklung von Ansteuerschaltungen besonders interessant ist, wird hier nur das Abschalten betrachtet.

### Abschalten

Um das Abschalten zu betrachten, wird ein Betriebsfall gezeigt, in dem der Gatestrom so gering ist, dass der MOS-Kanal des IGBTs erst nach Überschreiten der Zwischenkreisspannung voll geschlossen ist.

Ausgehend vom Durchlasszustand erfolgt in Abb. 2.2-2 bei  $t_1$  der Beginn des Ausschaltens durch Umschaltung einer Steuerspannung von +15V auf -15V. Die Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ) ist dabei die Spannung, die direkt am IGBT zwischen Gate und Emitter anliegt. Deren Abfall zwischen Zeitpunkt  $t_1$  und  $t_2$  ist vom Gatewiderstand im Steuerkreis und der Eingangskapazität des IGBTs abhängig.

Ab  $t_2$  wird Ladung ausgeräumt ohne dass sich bereits eine Raumladungszone bildet. Die Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) und Feldstärke beginnen leicht zu steigen. Die IGBT-interne Millerkapazität sinkt. Die Millerkapazität wirkt beim Anstieg der Kollektor-Emitterspannung dem weiteren Absinken der Gate-Emitterspannung entgegen, da sie das Sinken des Potentials am Gate behindert.

Ab  $t_3$  bildet sich die Raumladungszone aus. Feldstärke und Kollektor-Emitterspannung steigen jetzt stark an. Die Millerkapazität sinkt weiter und hält die Gate-Emitterspannung konstant. Die Millerkapazität verändert sich in erster Näherung indirekt proportional mit der Feldstärke im Bauelement.

Im Zeitpunkt  $t_4$  ist die Zwischenkreisspannung erreicht. Dies bewirkt, dass der Strom über den IGBT kleiner wird. Der Elektronenstrom im IGBT-Kanal verschwindet kurz nach  $t_4$ . Die Gate-Emitterkapazität erlangt dabei ihr Minimum, weil ein Teil der Oxidkapazität nicht mehr wirkt [Auba2002]. Die geringe Gate-Emitterkapazität macht die Gate-Emitterspannung besonders sensitiv gegenüber ändernden Gateladungen. Verstärkt wird das Absinken der Gate-Emitterspannung durch eine negativ differenzielle Feldstärkeänderung innerhalb des IGBTs [BöSE2011]. In Abhängigkeit der Gate-Emitterspannung steigt die Gate-Emitterkapazität wieder auf den statischen Endwert, sofern die Gate-Emitterspannung einen bestimmten Wert der Spannung unterschritten hat. Das ist plausibel, wenn man bedenkt, dass die Gate-Emitterspannung hier negativ ist und deren Anstieg einer betragsmäßigen Spannungsverringerung entspricht. Nicht alle Abschaltungen zeigen einen erneuten Anstieg der Gate-Emitterspannung wie in Abb. 2.2-2 zwischen den Zeitpunkten  $t_4$  und  $t_5$  gezeigt, denn das Verhalten ist auch von der weiteren Entladung über das Gate abhängig.

Der weitere Stromverlauf ist abhängig von der verbleibenden Ladungsmenge im IGBT. Der gezeigte Verlauf ab  $t_5$  entspricht einer noch geringen Ladungsmenge im IGBT aufgrund des Schweifstroms. Andere mögliche Fälle werden teilweise im Rahmen der untersuchten Simulationen gezeigt und sind für das prinzipielle Verständnis hier nicht erforderlich. Spätestens nach einigen Mikrosekunden ist der statische Abschaltzustand erreicht. Die Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ) entspricht dann der angelegten Steuerspannung, die Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) der Zwischenkreisspannung ( $U_Z$ ) und es fließt kein Laststrom mehr, wenn man die statischen Sperrströme vernachlässigt.

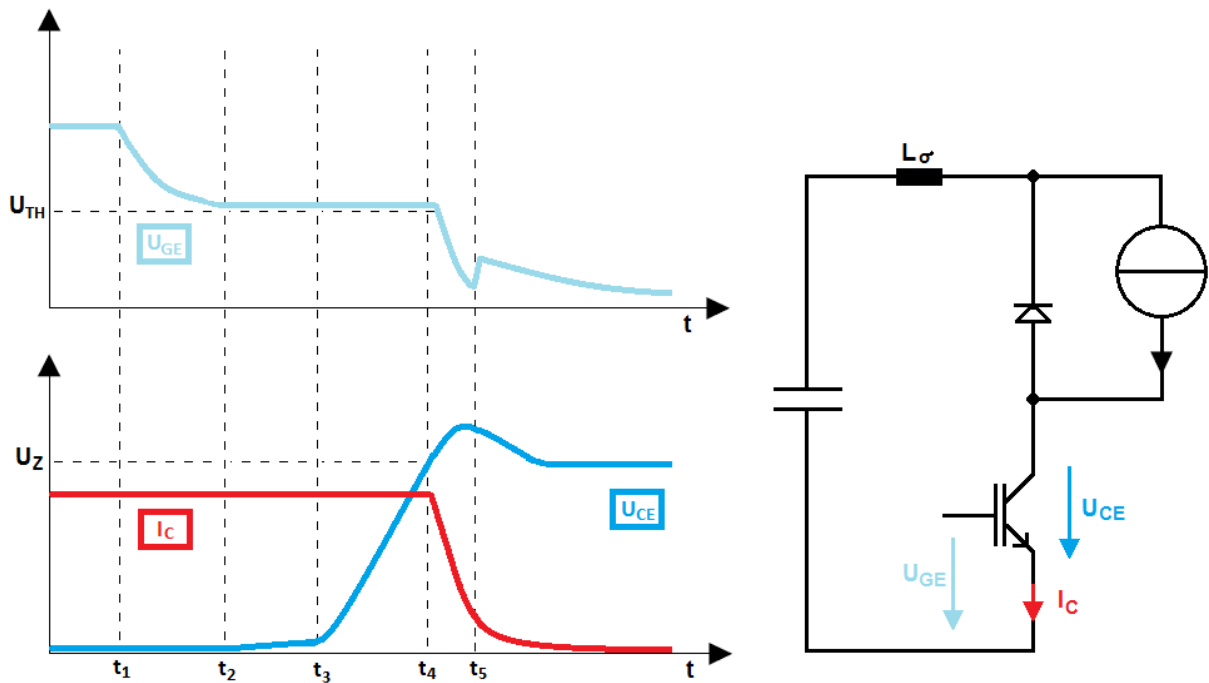


Abb. 2.2-2: Prinzipieller Verlauf von der Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ), der Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) und des Kollektorstroms ( $I_C$ ) beim Abschalten eines IGBT (links) und der dazu passende Schaltkreis (rechts).

Bei schnellerem Abschalten ist das Gateplateau kürzer und die Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ) kann die Schwellwertspannung ( $U_{TH}$ ) bereits bei sehr niedriger Kollektor-Emitterspannung erreichen. Die Spannungsüberhöhung der Kollektor-Emitterspannung über die Zwischenkreisspannung hinaus resultiert aus der Stromänderung ( $dI_C/dt$ ) an den Streuinduktivitäten, die sich aufgrund der vorhandenen Leitungslängen in der Realität nie ganz vermeiden lassen.

## 2.3 Simulationsmodelle für das IGBT-Schaltverhalten

### 2.3.1 Schaltkreissimulatoren mit rein analytischer Berechnung

#### a) Das Kapazitätsmodell nach Hefner

Das Modell von Hefner [Hefn1988] war das erste eindimensional analytische IGBT-Modell für Schaltkreissimulatoren. Es war für einfache Anwendungen nützlich. Charakteristisch am Kapazitätsmodell von Hefner ist, dass analytische Bezüge auf ein komplexes Ersatzschaltbild bezogen wurden. Dieses Ersatzschaltbild enthält einen MOSFET und passive Bauelemente. Für den Lösungsalgorithmus sind die Spannungen und Ladungsmengen an den Knotenpunkten dieses Ersatzschaltbildes nötig. Während die Spannungen dort direkt vorliegen, werden die Ladungsmengen durch analoge elektrische Bezüge gewonnen. Die im Ersatzschaltbild zahlreich vorhandenen Kondensatoren fungieren dabei als Ladungsspeicher, deren Charakteristik zusammen mit den fließenden Strömen für die Berechnung der Ladungsmengen an den Knoten genutzt wird.

Das Ersatzschaltbild ist komplex aufgebaut und erfordert vollständige Kenntnis der geometrischen Abmessungen und Dotierungen des zu simulierenden IGBTs. Auch der verwendete MOSFET-Steuerkopf muss geometrisch nahezu vollständig bekannt sein, denn aus diesem wird die Drain-Source-Spannung berechnet, welche auch für die Berechnung der Kollektor-Emitter-Spannung herangezogen wird. Die Durchlassspannung des gesamten IGBTs wird sowohl im Durchlass als auch im Sperren aus dem Spannungsabfall der Plasmazone und dem übrigen vornehmlich aus Kapazitäten bestehenden Netzwerk berechnet. Bei voll aufgesteuertem MOSFET-Kanal kann die Drain-Source-Spannung vernachlässigt werden, beim Abschalten hat diese Spannung nach Hefner entscheidenden Anteil an den ermittelten Schalteigenschaften.

In dem Modell von Hefner wird die Stromaufteilung entsprechend eines Schaltkreises nach Abb. 2.3-1 vorgenommen.

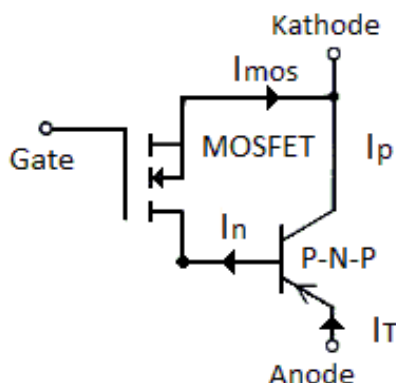


Abb. 2.3-1: Nach dem Hefner-Modell ist der IGBT prinzipiell aus MOSFET und PNP-Transistor aufgebaut.

Es wird im Ersatzschaltbild ein MOSFET verwendet, mit dessen Kanal ein PNP-Transistor gesteuert wird. Ein solches Schaltbild entspricht einer ausschließlich anodenseitig vorkommenden Ladungsträgerüberschwemmung der niedrig dotierten Basiszone des IGBTs. Die Ladungsträgerüberschwemmung findet damit nur einseitig statt. In der Realität erfolgt das dagegen beidseitig. Allein aus diesem Unterschied sind der Genauigkeit des Kapazitätsmodells nach Hefner Grenzen gesetzt.

Das Kapazitätsmodell enthält viele betriebspunktabhängige Kapazitäten. Die Kapazitäten bestimmen stark die transienten Vorgänge, weil entsprechend der Kirchhoffschen Regeln die Ströme in diesem Modell vorwiegend durch Umladung von Kapazitäten fließen. Auch für diese Kapazitäten ist die Kenntnis der geometrischen Abmessungen erforderlich.

Im Durchlass haben die Kapazitäten des Ersatzschaltbildes auch Einfluss auf die ermittelte Ladungsträgerdichte. Dabei wird in der mit Ladungsträgern überfluteten Basiszone Hochinjektion ( $n=p$ ) angenommen. Die Berechnung der Ladungsträgerverteilung erfolgt in jedem Zeitschritt aus der ambipolaren Diffusionsgleichung entsprechend 2.3-1.

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{D_A} \cdot \left( p + \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (2.3-1)$$

Gleichung 2.3-1 hat keine analytische Lösung. Die Lösung dieser Gleichung wird nach Hefner durch starke Näherungen in eine analytische Form überführt. Das wurde getan, indem ein Aufhängepunkt (Ladungsträgerdichtewert) der Plasmazone mit dem Plasma so mitwandert, dass an ihm die Dichte immer konstant null gesetzt werden kann. Dem dagegen nicht mitwandernden Aufhängepunkt der Plasmazone wird eine konstante Dichte zugeordnet. An beiden Aufhängepunkten kann dann die Änderung der Ladungsträgerdichte nach der Zeit immer null gesetzt werden. Die Zeitableitung der Löcherdichte ( $\partial p / \partial t$ ) kann dann aus Gleichung 2.3-1 verschwinden und ermöglicht deren analytische Lösbarkeit. Die allgemeine Lösung entspricht dabei der Gleichung 2.3-2.

Die Grenze zwischen Raumladungszone und Plasmazone verschiebt sich in der Realität beim Abschalten wie sich die Raumladungszone ausbreitet. Die Änderung der Ladungsträgerdichte entlang der vertikalen Richtung durch die Plasmazone liegt mit Gleichung 2.3-2 in jedem beliebigen Ort der Plasmazone analytisch vor ( $x=0$  am p-Emitter seitigen Ladungsträgeraufhängepunkt):

$$p(x) = P_C \cdot \frac{\sinh\left(\frac{w_{\text{Plasma}} - x}{L_A}\right)}{\sinh\left(\frac{w_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)} \quad (2.3-2)$$

$w_{\text{Plasma}}$  ist die Weite der Plasmazone in einer Dimension,  $L_A$  die ambipolare Diffusionslänge, und  $P_C$  die Ladungsträgerdichte am Aufhängepunkt seitens des p-



Emitters. Diese Ladungsträgerdichte ( $P_C$ ) bleibt stets in Dichte und Ort konstant. Die Gleichung 2.3-2 kann über die Breite der Plasmazone räumlich integriert werden (Anhang A4). Daraus erhält man mit Gleichung 2.3-3 die Gesamtladungsmenge ( $Q_{\text{Plasma}}$ ) der Plasmazone.

$$Q_{\text{Plasma}} = q \cdot P_C \cdot A \cdot L_A \cdot \tanh\left(\frac{w_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \quad (2.3-3)$$

Beim Abschalten werden Ladungsträger ausgeräumt. Die Plasmazone wird kürzer und die Integrationsgrenzen verschieben sich. Hefner geht von einer fiktiven Weite der Raumladungszone aus, bei deren Berechnung die mobilen Ladungsträger keine Rolle spielen. Es handelt sich daher, sobald mobile Ladungsträger wie beim Ein- und Abschalten fließen, nicht um die reale Weite der Raumladungszone. Die fiktive Weite der Raumladungszone ( $w_{bc}$ ) steigt im Modell von Hefner mit der Drain-Source-Spannung ( $U_{DS}$ ). Die aus dem MOSFET resultierende Drain-Source-Spannung wird genutzt, um auf eine (fiktive) Weite der Raumladungszone zu schließen. Dabei wird diese fiktive Weite ( $w_{bc}$ ) entsprechend der Poissongleichung ohne Rücksicht mobiler Ladungen, aber u.a. aus der Basisdotierung ( $N_D$ ) nach Gleichung 2.3-4 berechnet.

$$w_{bc} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{q \cdot N_D} \cdot (U_{DS} + 0,6V)} \quad (2.3-4)$$

Der Betrag von 0,6 V ist entsprechend der Durchlassspannung des PN-Übergangs zwischen p-Emitter und Basiszone als konstant angenommen worden. Da die Weite  $w_{bc}$  bei transienten Vorgängen nicht der tatsächlichen Weite der Raumladungszone entsprechen kann, korrigiert Hefner das mit einem zusätzlichen Basiswiderstand ( $R_b$ ), über den entsprechend dem ohmschen Gesetz eine zusätzliche Spannung abfällt. Der Basiswiderstand wird nicht für eine Berechnung der wirklichen Raumladungsweite herangezogen, sondern wirkt innerhalb des Ersatzschaltbildes auf den IGBT-internen Ladungsfluß. Der Basiswiderstand ( $R_b$ ) wird nach Gleichung 2.3-5 berechnet und hat im Kapazitätsmodell vor allem Einfluss auf die Aufteilung der Ladungsträgerkomponenten innerhalb des IGBTs.

$$R_b = \frac{w_{\text{Plasma}}}{q \cdot \mu_{\text{eff}} \cdot A \cdot n_{\text{eff}}} \quad (2.3-5)$$

In Gleichung 2.3-5 ist die effektive Beweglichkeit der Ladungsträger ( $\mu_{\text{eff}}$ ) und die effektive Dotierungskonzentration der Basis ( $n_{\text{eff}}$ ) implementiert. Die effektive Dotierungskonzentration ist eine Funktion aus der Basisdotierung ( $N_D$ ), der ambipolaren Diffusionslänge ( $L_A$ ), der Weite der Plasmazone ( $w_{\text{Plasma}}$ ) und aus dem p-Emitter seitigen

Ladungsträgeraufhängepunkt ( $P_C$ ). Bei vollständig ausgeräumten Ladungen existiert eine andere Formel für den Basiswiderstand. Diese und sämtliche andere Formeln können im Hefner [Hefn1994] entnommen werden. Der Ort des Basiswiderstandes im Ersatzschaltbild ist der Abb. 2.3-2 entnehmbar.

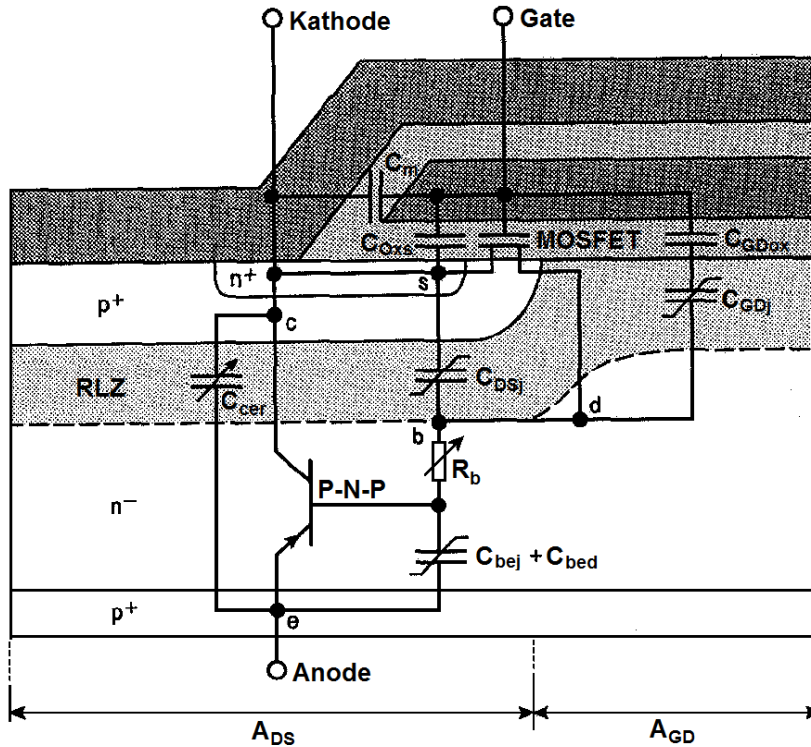


Abb. 2.3-2: Neben MOSFET und PNP-Transistor besteht das detaillierte Modell aus vielen konstanten oder spannungsabhängigen Kapazitäten und einem Basiswiderstand  $R_b$ . (Quelle des Ursprungbildes stammt aus [Hefn1991], jedoch teilweise mit anderen Abkürzungen für die jeweiligen Bauelemente)

Entsprechend Abb. 2.3-2 sind vor allem die Kapazitäten zu bestimmen. Diese werden, sofern sie nicht konstant sind, vornehmlich spannungsabhängig aus den jeweiligen geometrischen Abmessungen gewonnen.

Häufig bedient sich Hefner vieler Korrekturfaktoren, auch werden viele schwer zugängliche Parameter benutzt. Hierzu sind nicht nur die ungewissen geometrischen Abmessungen für die Teilkapazitäten zu erwähnen, sondern auch physikalische Parameter. Dieses sei am Beispiel der effektiven Beweglichkeit ( $\mu_{eff}$ ) in Gleichung 2.3-6 gezeigt:

$$\mu_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_p}} + \frac{\frac{Q_{Plasma}}{\frac{1}{\mu_p} + \frac{1}{\mu_c}}}{Q_{Plasma} + q \cdot A \cdot w_{Plasma} \cdot (N_D + N_{sat})} \quad (2.3-6)$$

Die effektive Beweglichkeit ( $\mu_{\text{eff}}$ ) wird zur Ermittlung des Basiswiderstandes benötigt. In Gleichung 2.3-6 sind die Ladungs-Ladungsstremobilität ( $\mu_C$ ) und die Geschwindigkeits-sättigungskomponente ( $N_{\text{sat}}$ ) enthalten, die selbst für Halbleiterhersteller nur schwer ermittelbar sind. In den Veröffentlichungen von Hefner wurden diese Werte nicht näher quantifiziert. Durch die Geschwindigkeitssättigungskomponente ( $N_{\text{sat}}$ ) soll offensichtlich auch die Geschwindigkeitssättigung bei hohen Feldern berücksichtigt werden. Diese hat entsprechend der Modellierung Hefners zwar keinen direkten Beitrag zur Löcherbeweglichkeit in der Raumladungszone, wie es in der Realität ist, dennoch ist es qualitativ richtig, wenn der Basiswiderstand ( $R_b$ ) mit Zunahme der Geschwindigkeits-sättigungskomponente steigt, denn die zunehmende Sättigung der Beweglichkeit ist analog zum elektrischen Ersatzschaltbild mit einer Zunahme des ohmschen Widerstandes im gewählten Bereich vergleichbar.

Obwohl Hefner [Hefn1994] die einfache Parameterextraktion durch drei Messungen wie der Durchlasskurve, der Gateladekurve und der induktiven Ladekurve anführte, waren herstellerabhängig Dotier- und Geometrieparameter bedeutend.

1995 zeigte Hefner in seinem Modell zusätzliche Ergänzungen. Diese bestanden hauptsächlich darin, dass die emitterseitige p-Zone in ihrer Dotierung und räumlichen Ausdehnung für mögliche Durchbruchspannungen herangezogen wurde [Hefn1995]. Die Eigenschaften der p-Zone erfordern auch einen zusätzlichen Parameterbedarf und haben bei Hefner nur im Durchlass auf die Berechnungen Einfluss. Im Wesentlichen wurde das Modell durch die Ergänzungen nicht verändert.

Zusammenfassend lässt sich zum Hefner-Modell folgendes festhalten:

- Zu jedem Zeitschritt wird die Gate-Source-Spannung ( $U_{GS}$ ) und die Drain-Sourcespannung ( $U_{DS}$ ) des MOSFET-Kopfes und die gesamte Ladungsmenge  $Q_{\text{Plasma}}$  in der Plasmazone berechnet.
- Dabei liegen auch die zeitlichen Änderungen der Gate-Source-Spannung und der Drain-Sourcespannung vor, die für die Stromaufteilung ( $I_N$  und  $I_P$ ) herangezogen werden.
- Der Gatestrom ( $I_G$ ) und der Kollektorstrom ( $I_C$ ) werden dabei nicht allein innerhalb des Kapazitätsmodells bestimmt, sondern folgen in diesem Modell zusammen aus den äußeren Schaltbedingungen. Bei der Berechnung der Komponentenströme sind die verwendeten Teilkapazitäten berücksichtigt (vgl. Abb. 2.3-2). Die Stromkomponenten innerhalb des IGBT sind abhängig von den dynamischen Abschaltbedingungen.
- In Kenntnis der geometrischen Flächen müssen die Kapazitätswerte in jedem Zeitschritt vorliegen, nicht konstante Kapazitäten sind vorwiegend spannungsabhängig moduliert. Die resultierenden Spannungen ergeben sich überwiegend aus Stromänderungen an verschiedenen Kapazitäten.
- Mobile Ladungen der Plasmazone führen zu einem ohmschen Widerstand ( $R_b$ ), der im Ersatzschaltbild enthalten ist und als Korrekturfaktor für einen zusätzlichen

Spannungsabfall durch mobile Ladungen in der Raumladungszone betrachtet werden kann. Der Basiswiderstand wird teilweise durch Näherungen (z.B. der Geschwindigkeitssättigungskomponente) ermittelt.

- Die Weite der Raumladungszone wird nur fiktiv mit der Poissonsgleichung aus der Drain-Source-Spannung des MOSFET-Kopfes ohne Rücksicht mobiler Ladungsträger berechnet. Diese Weite wird nur zur Bestimmung der Kapazitäten und für die Abgrenzung der Plasmazone genutzt.
- Das Zusammenwirken der Kapazitäten mit dem Spannungsabfall über dem Basiswiderstand führt zu einem dynamischen Verhalten, woraus auch die Kollektor-Emitterspannung des modellierten IGBTs entsprechend der in den Kapazitäten fließenden Ladungen folgt.
- Das Modell arbeitet weitgehend wie eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Die Simulationsergebnisse aus dem Modell haben im Wesentlichen nur qualitative Aussagewerte. Das resultiert aus dem stark genäherten Ersatzschalbild mit dem PNP-Transistor, welcher dem Laststrom führenden Bereich des IGBT nur entfernt entspricht, aus den vielen modellierten Teilkapazitäten und der Verwendung vieler Korrekturfaktoren.

Fortschrittlich am Modell von Hefner ist, dass das dynamische Verhalten eines IGBTs erstmals in groben Zügen nachgebildet wurde und mit dem verwendeten Modell auch kleine Gateströme beherrschbar sind. Das Kapazitätsmodell ermöglicht die Simulation des Abschaltvorganges nicht durch den Gatestrom allein, sondern auch zusammen mit der Millerkapazität als Rückwirkungskapazität. Positiv ist weiterhin, dass eine Stromaufteilung von Löcher- und Elektronenströmen entsprechend der High-Level Ladungsträgerkonzentration vorgenommen wurde.

Nachteilig ist, dass sämtliche Kapazitäten geometrische Abmessungen erfordern. Die Kapazitäten der Raumladungszone sind nie negativ, auch nicht negativ differenziell. Vor allem die Rückwirkungskapazität (in Abb. 2.3-2 ist das  $C_{GDj}$ ) sollte auch negativ differenziell werden können um den „Self-Turn-Off“-Effekt korrekt zu simulieren. Das ist nicht im Modell von Hefner möglich. Ein Nachteil ist auch, dass viele Korrekturfaktoren verwendet werden, die nicht direkt aus physikalischen Gesetzen folgen.

Problematisch am Modell von Hefner ist, dass auch bei Verwendung herstellerbezogener baulicher Parameter verhaltenstheoretische Modulationen vorgenommen werden. Das gilt sowohl für den durch den Löcherstrom modulierten Widerstand der Basiszone als auch für einige Kapazitäten, aus denen letztendlich charakteristische Größen für die Simulation abgeleitet werden. Dieses führt entsprechend dem für den IGBT verwendeten Ersatzschaltbild zwangsläufig zu Ungenauigkeiten der Stromaufteilung zwischen den ermittelten Elektronen- und Löcherstromkomponenten.

Nach Busatto leidet das Kapazitätsmodell von Hefner an Ungenauigkeiten, die besonders beim Schaltverhalten zu unrealistischen Ergebnissen führen. Diese Ungenauigkeiten nehmen mit steigenden Sperranforderungen zu [Busa2000].

Das Kapazitätsmodell ist größten Teils für einfache Simulationen mit qualitativen Aussagen geeignet.

## **b) Kapazitäts- und Stromquellen basiertes Modell**

In den Simulationen von Kraus von 1993 [Krau1993] wird die ambipolare Diffusionsgleichung ebenfalls ähnlich dem Hefner-Modell durch Näherungen gelöst. Die Näherung besteht hier darin, dass die zeitliche Ableitung der Löcherdichte in Gleichung 2.3-1 nicht verschwindet, sondern in einen empirischen Ausdruck nach Gleichung 2.3-7 zerlegt wird. Die Variablen  $n$ , und  $K$  sind dabei empirisch bestimmt,  $w_{\text{Plasma}}$  ist die Weite der Plasmazone und  $x$  die Weite ab dem Rückseitenemitter. Die Ladungsträgerdichte am Rückseitenemitter ist hier wieder mit  $P_C$  und die am Emitter als  $P_E$  bezeichnet.

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dP_C}{dt} \cdot \left(1 - \frac{x}{w_{\text{Plasma}}}\right)^n + \frac{dP_E}{dt} \cdot \left(\frac{x}{w_{\text{Plasma}}}\right)^n + K \left[ \left(\frac{x}{w_{\text{Plasma}}}\right)^2 - \frac{x}{w_{\text{Plasma}}} \right] \quad (2.3-7)$$

Das Modell von Kraus 1993 hatte anfangs Schwächen in der Nachbildung der Schaltflanken, daher wurde ein darauf aufbauendes Modell [Krau1998] 1998 veröffentlicht. Der wesentliche Lösungsalgorithmus änderte sich dabei nicht.

Nach Kraus [Krau1998] wird ein NPT-IGBT beschrieben, der in Spice-Simulatoren eingebettet werden kann und aus einem MOSFET mit einem bipolaren Teil besteht. Der bipolare Teil besteht hier nicht aus einem PNP-Transistor, sondern aus Dioden. Das kommt dem physikalischen Verhalten des IGBTs näher, da mit diesem Modell das Plasma beidseitig aufgebaut werden kann.

Das Modell von Kraus ist ein analytisches Modell, welches sowohl aus physikalischen Gesetzmäßigkeiten als auch aus verhaltenstheoretischen Gesichtspunkten abgeleitet wurde. Wie das Hefner-Modell werden mit dem Kapazitäts- und Stromquellenbasierten Modell von Kraus analytischen Gleichungen auf ein komplexes elektrisches Ersatzschaltbild bezogen, kommt aber mit weniger Korrekturfaktoren aus. Außen anliegende Spannungen werden auf IGBT-interne Parameter bezogen. Im Modell sind die internen Spannungen, Ströme, Widerstände und Ladungen und deren Verteilungen. Da dieses Modell mit variablen Kapazitäten und verschiedenen Stromquellen für die Modellierung des bipolaren Lastteils arbeitet, wird dieses Modell hier als Kapazitäts- und Stromquellen basiertes Modell bezeichnet. Es ist noch heute Ausgangspunkt als gebräuchliches PSpice-Modell für IGBTs bei einigen Halbleiterherstellern.

Je nach Komplexität des zu modellierenden Bauelementes können die in PSpice vorhandenen Standardmodelle genutzt werden. Der IGBT nach dem kapazitäts- und stromquellenbasierten Modell nutzt u.a. den Level-1-MOSFET aus der Bibliothek der Standardbauelemente für den MOSFET-Steuerkopf. Dieser MOSFET ist dabei das einfachste Modell der Standardbibliothek. Die Standardmodelle für den MOSFET in Spice sind MOSFETs lateraler Bauweise und so wird u.a. mit einer lateralen Diffusionslänge

gerechnet. Der Steuerkopf kann ausgetauscht werden. In heutigen Anwendungen wird bei diesem Modell auch der Level-3-MOSFET gewählt.

Für die richtige Modellierung eines IGBT müssen im Modell von Kraus die Dotierungen und die geometrischen Abmessungen einzelner Bereiche im IGBT bekannt sein. Dafür sind weitestgehend Informationen des Halbleiterherstellers nötig.

Die Berechnung der Simulation beginnt damit, dass ausgehend von den Dotierungen die Sättigungsdichten als maximale Stromdichten im Modell definiert werden. Die Sättigungsdichten stellen die oberen Grenzen für die Stromkomponenten dar. Diese Grenzen sind analytisch beschrieben und wirken bereits bei Annäherung der tatsächlichen Ströme an diese begrenzend. Die im Bauelement zu- und abfließenden Elektronen- und Löcherströme führen unter Berücksichtigung der Halbleitergleichungen wie der ambipolaren Diffusionsgleichung und der Kontinuitätsgleichung zu einer betriebspunktabhängigen Ladungsträgerverteilung. Das Durchlass-, aber auch das Ein- und Abschaltverhalten des IGBT kann so beschrieben werden.

Das Ersatzschaltbild für den IGBT nach dem Modell von Kraus enthält neben passiven Elementen wie u.a. Kondensatoren, Widerstände und Dioden auch aktive Komponenten wie drei Stromquellen und eine Spannungsquelle. Der prinzipielle Aufbau für ein IGBT-Modell ist in Abb. 2.3-3 gezeigt.

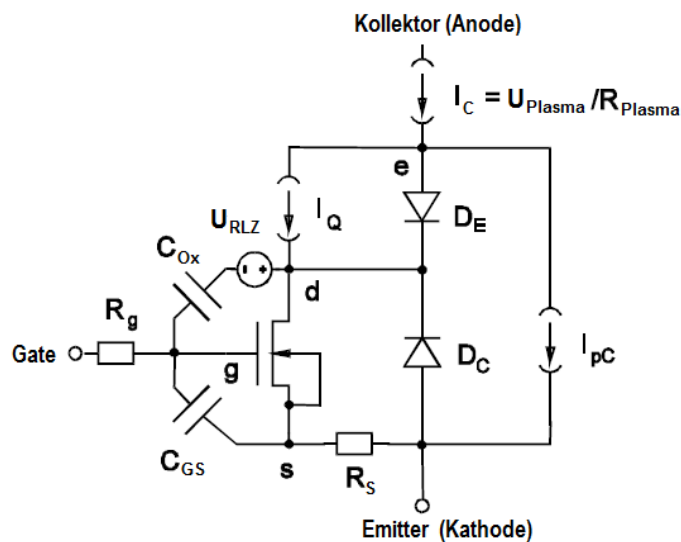


Abb. 2.3-3: Kapazitäts- und Stromquellen basiertes Modell des IGBT nach Kraus und Türkes [Krau1998].

Die Elektronen- und Löcherstromkomponenten werden entsprechend der Abb. 2.3-3 erkenntlichen Strompfade festgelegt, in denen sich die 3 Stromquellen für  $I_Q$ ,  $I_C$ ,  $I_{pC}$  und die beiden Dioden  $D_E$  und  $D_C$  befinden. Die Diode  $D_E$  repräsentiert den aus der Basiszone in den p-Emitter fließenden Elektronenstrom. Er setzt sich aus dem Elektronenstrom in der Raumladungszone und der Komponente  $I_Q$  zusammen. In  $I_Q$  steckt die Näherungslösung für die ambipolare Diffusionsgleichung, welche aus den Teilkomponenten  $Q_0$  und  $Q$  in

Gleichung 2.3-8 folgt. Der Elektronenstrom in der Raumladungszone ist durch den MOSFET gegeben und  $I_Q$  entspricht der Differenz aus dem Diodenstrom über  $D_E$  und dem Elektronenstrom an der Grenze zwischen Raumladungszone und Plasmazone. In  $I_Q$  ist damit die Änderung des Elektronenstromes entlang der Plasmazone enthalten. Die dabei auftretenden Differenzen haben im normalen Betrieb ihre Ursache in Rekombinationen. Rekombinationen werden im Modell nach Kenntnis der Diffusionslängen bestimmt. Diese sind in Gleichung 2.3-8 in der im Gleichgewicht vorhandenen Ladungsmenge ( $Q_0$ ) des Plasmas enthalten. Dies geschieht so, dass  $I_Q$  aus folgender Gleichung gewonnen wird:

$$I_Q = \frac{Q_0 - Q}{T_D} \quad (2.3-8)$$

Die Ladungsmenge ( $Q_0$ ) wird im Modell durch eine Funktion berechnet, in der die aktive Fläche ( $A$ ), die intrinsische Ladungsträgerdichte, die Breite der Plasmazone ( $w_{\text{Plasma}}$ ), dem Verhältnis des am Kollektor auftreffenden Elektronenstrom zu seinem maximalen Wert (Sättigungsstrom) und die Diffusionslänge vorkommt.  $Q$  selbst ist die gegenwärtig beim aktuellen Zeitpunkt enthaltene Ladung.  $T_D$  ist ein stark schwankender Zeitfaktor, der aus folgender Gleichung beschrieben wird, wobei in  $a_1$  ein geometrischer konstanter Faktor steckt:

$$T_D = \frac{a_1 \cdot \frac{w_{\text{Plasma}}^2}{D_A}}{1 + \frac{w_{\text{Plasma}}}{D_A} \cdot \frac{dw_{\text{RLZ}}}{dt}} \quad (2.3-9)$$

Mit der Berechnung von  $I_Q$  und dem Strom durch den Kanal des MOSFETs liegt die Elektronenstromkomponente vor, die zum p-Emitter des IGBT gelangt. Die Löcherstromkomponente am p-Emitter wird aus dem Löcherstrom in der Raumladungszone und ebenfalls aus  $I_Q$  ermittelt, denn  $I_Q$  hat wegen den Rekombinationen die gleiche Wirkung wie auf die Löcher innerhalb der Plasmazone. Der Löcherstrom in der Raumladungszone wird im Ersatzschaltbild durch die Stromquelle für  $I_{pC}$  repräsentiert. Rechnerisch wird dieser Strom aus dem MOS-Strom durch den Kanal und der Diffusionsstromkomponente im Zusammenhang mit den Mobilitäten nach Gleichung 2.3-10 bestimmt:

$$I_{pC} = \frac{\mu_p}{\mu_n} \cdot I_{\text{mos}} + \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) \cdot q \cdot A \cdot D_A \cdot \frac{dn}{dx} \quad (2.3-10)$$

Damit liegen, sofern man Latchen nicht berücksichtigt, alle Stromkomponenten für die weitere Berechnung vor. Das sind jeweils die Elektronen- und Löcherströme in der

Raumladungszone (entspricht hier bei normalem Betrieb ohne Latches den Stromkomponenten zwischen Plasma- und Raumladungszone) und die am p-Emitter.

Der Strom ( $I_C$ ) folgt aus der Addition aus  $I_Q$ ,  $I_{pC}$  und dem Elektronenstrom, welcher auf den p-Emitter trifft. Dafür sorgt eine stromgesteuerte Spannungsquelle, mit der über den Widerstand der Plasmazone der dortige Spannungsabfall eingestellt wird. Die Einstellung des Stromes ( $I_C$ ) erfolgt iterativ, da die internen Teilströme jeweils eine Veränderung der Spannungsabfälle im Bauelement und damit auch eine Veränderung der in der Plasmazone vorhandenen Ladungsträgerverteilung bewirken. Der Strom ( $I_C$ ) hat damit auch unmittelbar Einfluss auf den Basiswiderstand. Iterativ erfolgt die Berechnung so oft, bis eine weitere Iteration innerhalb der bei der Simulation festgesetzten Fehlergrenzen liegt. Konkretere Berechnungen dazu sind dem Anhang A5 entnehmbar.

Innerhalb dieses Lösungsalgorithmus wird auch die Weite der Raumladungszone ermittelt. Diese folgt ähnlich wie beim Kapazitätsmodell von Hefner aus dem  $U_{DS}$  des verwendeten MOSFETs. Die Weite der Raumladungszone muss jeweils in jeder Iterationsschleife mehrmals ermittelt werden. Hier wird die Poissongleichung genutzt. Eine Iteration wäre analytisch nur möglich, wenn man die mobilen Ladungsträger in der Raumladungszone als feldunabhängig betrachten würde. Die Weite der Raumladungszone ist nicht nötig für die Berechnung der Spannung über der selbigen Zone ( $U_{RLZ}$ ), sondern folgt aus dieser nach Gleichung 2.3-11 und dient der Ermittlung der Integrationsgrenzen für den Plasmabereich. Die gesamte über dem IGBT abfallende Spannung errechnet sich aus der Addition der Drain-Source-Spannung des MOSFET-Steuerkopfes, den Spannungsabfällen entlang der Raumladungszone und der Plasmazone und der Spannung über dem PN-Übergang zwischen p-Emitter Basiszone. Der Spannungsabfall entlang der ausgeräumten Zone ( $U_{RLZ}$ ) ist null sofern die Gate-Drainspannung zwischen Gate und Drain des im Modell verwendeten MOSFETs null oder negativ ist, anderenfalls berechnet sich der Spannungsabfall über der Raumladungszone nach Gleichung 2.3-11, wobei  $V_n$  ein konstanter Parameter ist. Der Übergang zwischen keiner Spannung über der Raumladungszone ( $U_{RLZ}=0$ ) und einer Spannung größer gleich  $V_n$  ( $U_{RLZ} \geq V_n$ ) ist durch „weichmachende“ Funktionen zu Gewährleistung der Stabilität formuliert.

$$U_{RLZ} = U_{DG} + V_n \cdot \left( 1 + \frac{U_{DG}}{V_n} \right) \quad (2.3-11)$$

Es ist fraglich, wie genau die mobilen Ladungsträger in der Raumladungszone durch Gleichung 2.3-10 ausreichend mitberücksichtigt sind. Dies soll ebenso wie die Hochfeldmobilität in den im Modell eingelesenen Parametern enthalten sein.

Durch die Beziehung in 2.3-11 ist der Rückgriff der Millerkapazität auf das Gate spannungsabhängig gestaltet und der „Self-Turn-Off“- Effekt damit physikalisch nicht korrekt implementiert, auch weil die in Abb. 2.3-3 in Reihe zu  $U_{RLZ}$  liegende Kapazität  $C_{OX}$  dies nicht repräsentieren kann, denn sie ist konstant.



Bei Berücksichtigung des Latchens hat die in Abb. 2.3-3 vorkommende Diode  $D_C$  ihre Funktion, denn diese bricht beim fehlerhaften Latchprozess durch. Ohne Latchen entspricht der Elektronenstrom am Übergang der Plasmazone zur Raumladungszone dem Elektronenstrom im MOS-Kanal. Die Diode  $D_C$  hat in diesem Fall nur eine kapazitive Wirkung.

Bei der Berechnung der Elektronenstromkomponenten werden physikalische und geometrische Parameter genutzt. So werden die internen an der Abgrenzung der Raumladungszone zur Basiszone fließenden Elektronen- und Löcherströme aus den Verhältnissen der Mobilitäten der Ladungsträger und den Ladungsträgergradienten ermittelt. Der Ladungsträgergradient liegt jedoch im Modell nicht direkt vor. Er wird aus einigen Hilfsgrößen, der Weite der Raumladungszone, der Weite der Plasmazone und einigen weiteren Größen wie u.a. die Diffusionslänge, der intrinsischen Ladungsträgerdichte, dem Sättigungsstrom der Diode  $D_E$  (Abb. 2.3-3) und der Ladungsträgerlebensdauer in der Plasmazone bestimmt.

Zur Simulation des PT-IGBT werden die gleichen Gleichungen wie beim NPT-IGBT genutzt, die Anpassung erfolgt über unterschiedliche Parameter. So werden der Spannungsabfall über das intrinsische Gebiet und der über der Feldstoppschicht zum Gesamtspannungsabfall addiert. Bei einem NPT-IGBT ist der Spannungsabfall nur im intrinsischen Gebiet vorhanden, der Spannungsabfall in der Feldstoppschicht wird dabei null gesetzt. Zusammenfassend lässt sich folgender Funktionsmechanismus Kapazitäts- und Stromquellen basiertem Modell nach Kraus festhalten:

- Die Differenz der am Emitter und Kollektor des IGBT fließenden Elektronenströme wird durch Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung ermittelt, wobei die Lösung aus einer Näherung gewonnen wird.
- Die Stromdifferenz zwischen Emitter und Kollektor ergibt unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung, in der auch Rekombinationen in der Plasmazone Einklang finden, die Ladungsverteilung in der Plasmazone des IGBT. Damit liegt auch der Spannung und der Widerstand über der Plasmazone vor.
- Der Gesamtstrom ergibt sich aus Addition der Teilstromkomponenten, der Spannungsabfall über Plasmazone wird aus dem ohmschen Gesetz aus Gesamtstrom und Widerstand der Plasmazone ermittelt. Der Widerstand der Plasmazone folgt aus deren Ladungsträgerverteilung. Der Strom durch die Plasmazone wird iterativ eingestellt. Die Stromkomponenten beeinflussen die Plasmaverteilung und damit auch deren Widerstand.
- Aus der Drain-Gatespannung des MOSFETs wird der Spannungsabfall  $U_{RLZ}$  über der Raumladungszone berechnet. Die Weite der Raumladungszone folgt aus Spannungsabfall ( $U_{RLZ}$ ), welcher aus einer Funktion gewonnen wird, die u.a. von der Drain-Sourcespannung des MOSFETs abhängt. Die Hochfeldbeweglichkeit der Ladungsträger in der Raumladungszone ist innerhalb der

Sättigungsstromkomponenten berücksichtigt. Die Weite der Raumladungszone wird iterativ aus dem Spannungsabfall über der Raumladungszone ermittelt.

- Die Spannungskomponenten zwischen dem PN-Übergang zwischen p-Emitter und Basiszone sind nicht wie beim Hefner-Modell als konstant angenommen, sondern werden in Abhängigkeit der dortigen Stromverhältnisse berechnet und den Spannungsabfällen ( $U_{RLZ}$  und  $U_{Plasma}$ ) addiert. Dabei ergibt sich die über dem IGBT abfallende Gesamtspannung.
- Das Modell arbeitet wie eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Die Stromkomponenten beeinflussen die Ladungsverteilungen und damit den gesamten Spannungsabfall am IGBT-Modell. Einige nichtelektrische Größen sind innerhalb des Modells über Analogiebeziehungen im elektrischen Ersatzschaltbild des Modells implementiert.

Ein Vorteil dieses Modells besteht darin, dass sich dieses Modell in PSpice einfügen lässt und man auch Einschaltvorgänge simulieren kann. Die Ladungsträgerkonzentration muss nicht aus Messungen gewonnen werden, sondern wird entsprechend der Charakteristiken an den Dotierübergängen zur Basiszone in jedem Zeitschritt ermittelt. Fortschrittlich ist auch, dass im Ersatzschaltbild des Modells die Ladungsträger auch beidseitig der Plasmazone angereichert werden können.

Nachteilig ist die Verwendung vieler Näherungen. Die Berechnung der Gesamtladung und auch die Näherungen, mit denen die Diffusionsströme ermittelt werden, erscheinen durch die Korrekturfaktoren ungenau. Ein Nachteil an diesem Modell ist auch, dass für das Modell solche IGBT-internen geometrische Größen und Dotierungen bekannt sein müssen, die nicht direkt gemessen werden können und von Herstellern üblicherweise nur bedingt herausgegeben werden. Weiterhin ist ungünstig, dass Feldstärken im Modell nicht zur Verfügung stehen und die Rückwirkung der Millerkapazität auf das Gate nur spannungsabhängig und nicht feldstärkeabhängig nachempfunden wird. Das verhindert auch hier eine korrekte Implementierung des „Self-Turn-Off“-Effektes.

Die Simulation dauert für eine Schaltkreissimulation recht lange (ohne Stabilitätsprobleme dauert eine Abschaltung etwa 20-30 s) und es erweisen sich insbesondere bei kritischen Abschaltbedingungen Stabilitätsprobleme. Die äußern sich in Unterbrechungen des Schaltvorgangs und einer erforderlichen größeren Akzeptanz der Fehlerparameter je Simulationsschritt. Für normale Betriebspunkte ist dieses Modell qualitativ richtig, nicht jedoch mehr bei anspruchsvollen Schaltbedingungen. Konkret wird die in späteren Kapiteln innerhalb des Vergleichs mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell gezeigt.

### c) Das Cotorogea-Modell

Im Cotorogea-Modell wird für die Plasmazone wieder die ambipolare Diffusionsgleichung (vgl. Gleichung 2.3-1) angesetzt. Für eine analytische Lösung wurde eine andere Vereinfachung angenommen als beim Hefner-Modell und dem Kapazitäts- und Stromquellen basierten Modell. Die Vereinfachung besteht hier darin, dass die zeitliche Ladungsträgeränderung dem Quotienten aus Ladungsträgerdichte und Lebensdauer gleichgesetzt wurde. Dafür wurde entlang eines örtlich begrenzten Gebietes eine konstante Diffusionslänge angesetzt. Mit einer konstanten Diffusionslänge kommt der Lösungsalgorithmus ohne aufwendige Iterationen aus. Die ambipolare Diffusionsgleichung ergibt mit ihrer Lösung die Ladungsträgerverteilung im IGBT und liefert damit im Kontext mit dem Gesamtstrom die Aufteilung in die Löcher- und Elektronenstromkomponenten.

Auch im Cotorogea-Modell werden nichtelektrische Größen analytisch auf ein komplexes Ersatzschaltbild bezogen. Das IGBT-Modell unterteilt sich dabei in einen MOSFET-Kopf mit einem bipolaren Teil, der in Abb. 2.3-4 als PNP-Transistor bezeichnet wird, aber nicht aus einem solchen besteht. Das Modell ist so entwickelt, dass die Plasmazone beidseitig angeschwemmt wird. Das ist ein Vorteil beispielsweise gegenüber dem Kapazitätsmodell nach Hefner. Ähnlich dem Kapazitätsmodell und auch dem Modell von Kraus erfolgt die Ermittlung der Weite der Raumladungszone: Diese folgt aus der Drain-Sourcespannung des verwendeten MOSFETs. Fortschrittlicher gegenüber beiden vorherigen Modellen ist dabei die direkte Berücksichtigung mobiler Ladungen. Die Weite der Raumladungszone wird für die Berechnung der Integrationsgrenzen, und damit der Weite der Plasmazone, herangezogen. Der Spannungsabfall in der Plasmazone wird bei vorhandener Raumladungszone nicht berücksichtigt.

Das IGBT-Modell nach Cotorogea ist in Abb. 2.3-4 skizziert. Die Plasmazone, also die mit Ladungsträgern angereicherten Zone im niedrig dotierten Bereich des IGBT hat einen Widerstand ( $R_{\text{Plasma}}$ ) und mit der Kenntnis des Gesamtstromes ergibt das einen Spannungsabfall. Im rechten Teil von Abb. 2.3-4 ist ein IGBT im Längsschnitt mit einer Raumladungszone und einer Plasmazone symbolisiert. Eine Veränderung der Weite der Raumladungszone führt zu veränderten Integrationsgrenzen der gewählten Gleichungen.

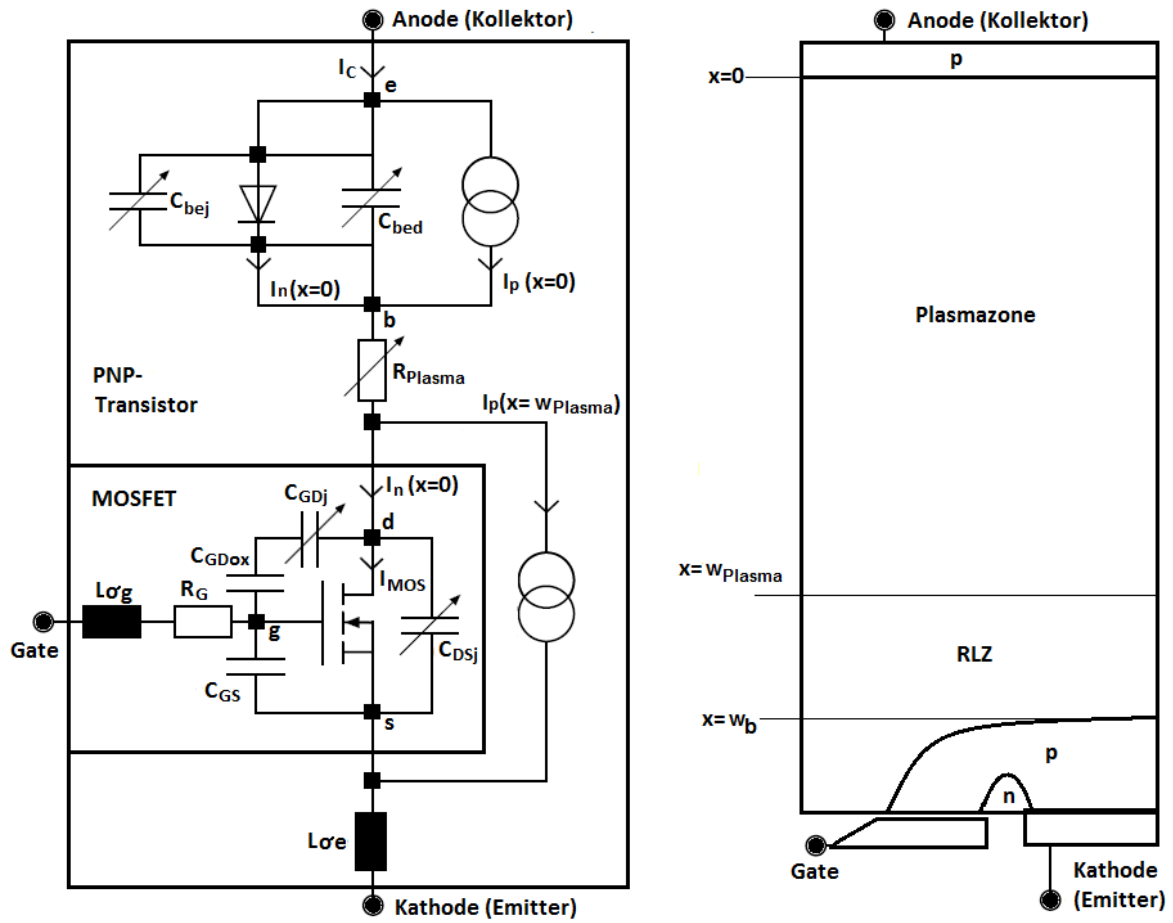


Abb. 2.3-4: Das Modell von Cotorogea in einem Schaltplan links im Vergleich zu den realen Komponenten des IGBT rechts.

Die Eingangsgrößen des Modells sind die Ströme an den Randgebieten und der Widerstand der Plasmazone ( $R_{\text{Plasma}}$ ). Für diese Eingangsgrößen ist das Vorliegen der geometrischen Gegebenheiten und den zugehörigen Dotierungen des IGBTs nötig. Die Ströme an den Randgebieten werden aus einem Gleichungssystem ermittelt, dessen physikalischer Hintergrund an den Grundgleichungen der Halbleiterphysik (Poisson-, Drift-Diffusions- und Kontinuitätsgleichung) angelehnt ist. Das Gleichungssystem besteht aus den Gleichungen 2.3-12 bis 2.3-19:

$$I_p(x) = \frac{1}{1+b} \cdot I_C - q \cdot A \cdot D_A \cdot \frac{\partial p(x)}{\partial x} \quad (2.3-12)$$

Die ambipolare Diffusionsgleichung (vgl. 2.3-1) wird mit der Näherung 2.3-13 gelöst.

$$\frac{\partial p(x)}{\partial t} = \frac{p}{\tau} \quad (2.3-13)$$

Daraus ergibt sich eine effektive Diffusionslänge, die in jedem Zeitpunkt berechnet wird. Während im Durchlass und beim Einschaltvorgang die effektive Diffusionslänge über dem gesamten Plasmabereich ortsunabhängig ist, existieren beim Schaltvorgang innerhalb der Plasmazone Bereiche mit unterschiedlicher effektiver Diffusionslänge. Diese Bereiche sind in jedem Zeitschritt neu zu ermitteln. Dies und die Lösung mit dem Ansatz einer effektiven Diffusionslänge sind im Anhang A6 näher beschrieben.

Aus der Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung folgt die örtliche Ladungsträgerverteilung in der Plasmazone. Weitere Beziehungen ergeben ein vollständiges Gleichungssystem, welche die Teilströme an den Rändern und dem Widerstand der Plasmazone (von  $x=0$  bis  $x=w_{\text{Plasma}}$  im rechten Teil von Abb. 2.3-4) als Lösung hat.

$$Q = q \cdot A \cdot \int p(x) dx \quad (2.3-14)$$

Gleichung 2.3-14 wird verwendet, um die Gesamtladung ( $Q$ ) aus der von der Grunddotierung im Plasmabereich hervorgerufenen Ladungsmenge ( $Q_N$ , von  $x=0$  bis  $x=w_{\text{Plasma}}$  in Abb. 2.3-4 rechts) und die aus der Plasmaladung der mobilen Ladungen im gleichen Gebiet zu ermitteln. Die aus der Grunddotierung gefolgerte Ladungsmenge ( $Q_N$ ) folgt Gleichung 2.3-15.

$$Q_N = q \cdot A \cdot N_D \cdot w_{\text{Plasma}} \quad (2.3-15)$$

Die Plasmamenge entlang der vertikalen  $x$ -Achse ist nicht konstant und folgt aus Gleichung 2.3-16.

$$Q_{\text{Plasma}} = q \cdot A \cdot \int_0^{w_{\text{Plasma}}} p(x) dx \quad (2.3-16)$$

Auf das Integral wird im Berechnungsalgorithmus verzichtet, indem von einer mittleren Trägerdichte ausgegangen wird. Der Widerstand der Plasmazone wird nach Gleichung 2.3-17 bzw. 2.3-18 ermittelt.

$$R_{\text{Plasma}} = \frac{1}{I_C} \cdot \int_0^{w_{\text{Plasma}}} E(x) dx = \frac{1}{q \cdot A} \cdot \int_0^{w_{\text{Plasma}}} \frac{1}{p(x) \cdot (\mu_n + \mu_p) + N_D \cdot \mu_n} dx \quad (2.3-17)$$

Gleichung 2.3-17 führt unter Verwendung von 2.3-15 und 2.3-16 auf 2.3-18.

$$R_{\text{Plasma}} = \frac{1}{(\mu_n + \mu_p) \cdot Q_{\text{Plasma}} + \mu_n \cdot Q_N} \quad (2.3-18)$$

Mit 2.3-19 können die Löcher- und Elektronenstromkomponenten am p-Emitterübergang zur Basiszone ( $x=0$ ) und an der Plasmagrenze ( $x=w_{\text{Plasma}}$ ) berechnet werden.

$$I_D = -q \cdot A \cdot D_A \cdot \frac{\partial p(x)}{\partial x} \quad (2.3-19)$$

Die Lösungen des aus den Gleichungen 2.3-12 bis 2.3-19 bestehenden Gleichungssystems gestattet das Einsetzen der Unbekannten in das aus Stromquellen und passiven Bauelementen bestehenden Netzwerkmodells in Abb. 2.3-4. Die Differenz aus Löcher- und Elektronenströmen an den Eingrenzungen der Plasmazone ( $x=0$  und  $x=w_{\text{Plasma}}$  in Abb. 2.3-4) ergibt nach Gleichung 2.3-20 die Summe aus Rekombinationsstrom und der zeitlichen Ladungsänderung in der Plasmazone.

$$I_p(0) - I_p(W) = I_n(W) - I_n(0) = \frac{Q}{\tau} + \frac{dQ}{dt} \quad (2.3-20)$$

Aus der Ladungsträgerverteilung folgt die Verschiebung des Plasma-Raumladungszone-Übergangs (bei  $x=w_{\text{Plasma}}$  in Abb. 2.3-4). Dieser verschiebt sich örtlich entsprechend der Weite der Raumladungszone. Die Weite der Raumladungszone ( $w_{\text{RLZ}}$ ) wird nur zur Berechnung der Integrationsgrenzen für die gewählten Gleichungen herangezogen. Die Weite der Raumladungszone wird mit Gleichung 2.3-21 berechnet, wobei  $U_D$  die Diffusionsspannung der Rückseitendiode ist und die Drain-Sourcespannung ( $U_{DS}$ ) aus dem MOSFET-Steuerkopf ermittelt wird:

$$w_{\text{RLZ}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot (U_D - U_{DS})}{q \cdot \left( N_D + \frac{j_p}{q \cdot v_p(\bar{E})} - \frac{j_n}{q \cdot v_n(\bar{E})} \right)}} \quad (2.3-21)$$

Die Ladungsträgerdichten in der Raumladungszone werden mit der Hochfeldbeweglichkeit aus Canali bei gerundeten  $\beta$ -Werten. (vgl. Abschnitt 2.1.2 e dieser Arbeit) verwendet. Als Feldstärke wird dabei über der gesamten Raumladungszone eine mittlere Feldstärke herangezogen, welche der halben Maximalfeldstärke entspricht. Mit der Weite der Raumladungszone und der angenommen Elektronen- und Löcherstromkomponenten folgt mit Hilfe der Poissongleichung die Maximalfeldstärke für den nächsten Zeitschritt. Damit erfolgte die Berücksichtigung mobiler Ladungen durch einen analytischen Ausdruck.

Die Weite der Raumladungszone wird wie in den beiden vorherig vorgestellten Modellen nicht für die Ermittlung des Spannungsabfalls genutzt. Sie dient der Bestimmung der örtlichen Eingrenzung der Plasmazone. Der Spannungsabfall ( $U_{DS}$ ) bestimmt die spannungsabhängigen Kapazitäten und wird aus dem in PSpice genutzten MOSFET-Modell gewonnen. Der MOSFET entspricht dabei dem Level-3-MOSFET aus der

Standardbibliothek. Damit sind die statischen Eigenschaften mit der Leitfähigkeit des MOSFET-Kanals und dessen Transkonduktanz und die dynamischen Eigenschaften wie einige spannungsabhängige und stromabhängige Kapazitäten berücksichtigt.

Im Modell von Cotorogea dienen die in Abb. 2.3-4 enthaltenen Kapazitäten  $C_{DSj}$  und  $C_{GDj}$  zur Beeinflussung des dynamischen Verhaltens. Die Drain-Sourcekapazität ( $C_{DSj}$ ) wird z.B. aus den Ladungen an der Stelle  $x=w_{\text{Plasma}}$  (die Abgrenzung zwischen Raumladungszone und Plasmazone) verwendet. Das ist durch Gleichung 2.3-22 ausgedrückt.

$$C_{DSj} = (A - A_{GD}) \cdot \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon \cdot \left( N_D + \frac{I_p(x = w_{\text{Plasma}})}{q \cdot A \cdot v_p(\bar{E})} - \frac{I_n(x = w_{\text{Plasma}})}{q \cdot A \cdot v_n(\bar{E})} \right)}{2 \cdot (U_{DS} - U_{GS})}} \quad (2.3-22)$$

A ist dabei die gesamte aktive Fläche des IGBT,  $A_{GD}$  ist ein Flächenanteil von A, der zur Gate-Drainkapazität gehört. Diese als Überlappfläche bezeichnete Fläche ist eine empirische Größe, weil diese nicht direkt aus den messbaren Eigenschaften des IGBTs hervorgeht. Im Rahmen der Parameterextraktion wird die Größe von  $A_{GD}$  durch Kenntnis der gesamten aktiven Fläche durch Kapazitätsmessungen gewonnen.

$C_{GDj}$  ist der dynamische Teil der Millerkapazität. Die Millerkapazität ist als Reihenschaltung einer konstanten Kapazität ( $C_{GDox}$ ) und einer spannungsabhängigen Kapazität ( $C_{GDj}$ ) nachgebildet. Für die spannungsabhängige Kapazität  $C_{GDj}$  sind neben der Spannung ähnlich wie für die Drain-Sourcekapazität die Elektronen- und Löcherstromkomponenten berücksichtigt:

$$C_{GDj} = A_{GD} \cdot \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon \cdot \left( N_D + \frac{I_p(x = w_{\text{Plasma}})}{q \cdot A \cdot v_p(\bar{E})} - \frac{I_n(x = w_{\text{Plasma}})}{q \cdot A \cdot v_n(\bar{E})} \right)}{2 \cdot (U_{DS} - U_{GS})}} \quad (2.3-23)$$

Ein beim Abschalten über die Raumladungszone fließender Löcherstrom bewirkt eine Feldaufteilung und eine kürzere Weite der Raumladungszone. Das führt bei gleichem Spannungsabfall zu einer größeren Kapazität über dieser ausgeräumten Zone. Das entspricht Gleichung 2.3-23. Bei der Berechnung wird ein dreieckigförmiges Feld angenommen.

Wenn die Drain-Source-Spannung größer als die Gate-Source-Spannung ist, verknüpfen sich die Kapazitäten ( $C_{GDj}$  und  $C_{GDox}$ ) entsprechend 2.3-24. Andernfalls wirkt nur der konstante Teil der Gadt-Drainkapazität ( $C_{GD}$ ).

$$C_{GD} = \frac{C_{GDj} \cdot C_{GDox}}{C_{GDj} + C_{GDox}} \quad (2.3-24)$$

Die Millerkapazität ist damit bei  $U_{DS} \leq U_{GS}$  maximal. Mit steigender Drain-Source-Spannung (oberhalb von  $U_{GS}$ ) wird die Millerkapazität immer kleiner. Prinzipiell ist ein richtiger „Self-Turn-Off“-Prozess mit diesem Modell möglich. Ähnlich wie beim Anstoßen der Raumladungszone an die Feldstoppschicht des IGBT sinkt wegen dem weitestgehend ausbleibenden Löcherstrom die Millerkapazität. Damit wird das Gate entladen, da die Elektronen vom Gate in Richtung des Steuerkreises fließen.

Die Kapazität Gate-Sourcekapazität ( $C_{GS}$ ) ist im Modell als konstant angenommen worden. Diese ist aus der Kapazitätsmessung bei kurzgeschlossener Kollektor-Emitter-Spannung ermittelt. Eine derartige Herangehensweise ist kritisch, da bei diesem Kurzschluss immer die gesamte Oxidkapazität wirkt, jedoch nicht, wenn der IGBT sperrt, die Gate-Emitterspannung also kleiner als die Schwellwertspannung ist.

Ein Teil der Oxidfläche wird kapazitätsmäßig inaktiv, wenn die Kollektor-Emitter-Spannung ca. 10 V oder mehr und die Gate-Emitterspannung kleiner als die Schwellwertspannung, aber größer als die für eine Verarmung minimal nötige Gate-Emitterspannung ( $U_{CGEmin}$ ) ist. Dieser Unterschied ist anhand verschiedener Gateladekurven aus einer Bauelementsimulation mit einem 6,5kV-IGBT in Abb. 2.3-5 gezeigt, wobei die Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) jeweils der Zwischenkreisspannung ( $U_Z$ ) entspricht:

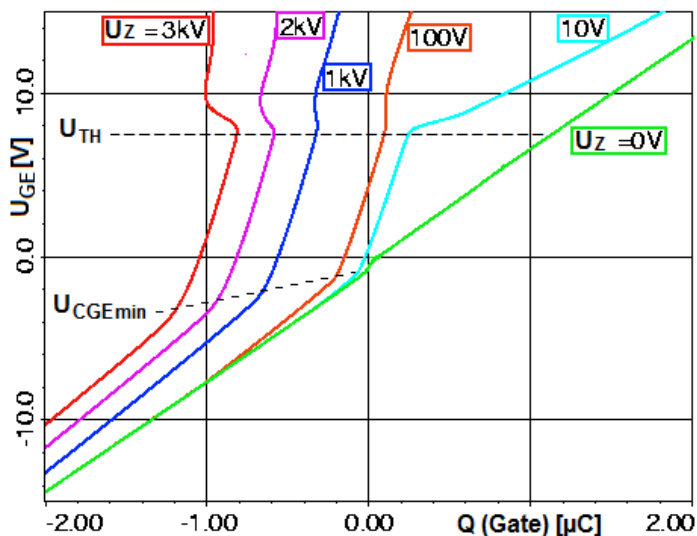


Abb. 2.3-5: Die simulativ ermittelten Gateladkurven bei verschiedenen Zwischenkreisspannungen eines 6,5kV-IGBT-Modells in einer Bauelementsimulation.

Die Kapazität  $C_{bed}$  in Abb. 2.3-4 ist eine Diffusionskapazität und bestimmt die Injektionsladung in Abhängigkeit des Spannungsabfalls am PN-Übergang. Auf den Schaltvorgang hat diese Kapazität ebenso wie die parallel dazu angelegte Sperrschichtkapazität ( $C_{bej}$ ) nur geringe Auswirkung. Die schaltbestimmenden Kapazitäten gehören zum MOSFET-Kopf und werden bei einer Parameterextraktion aus den frequenzabhängigen Kleinsignalkapazitäten bestimmt. Das hat Nachteile, da die Kapazitäten von der angelegten Frequenz und damit der Schaltgeschwindigkeit abhängen. Innerhalb des Modells wird Avalanche



dahingehend berücksichtigt, dass den Elektronen und Löchern einen gemeinsamen effektiven Ionisationskoeffizient entsprechend Fulops [Fulop1967] zugeschrieben wird. Bei Auftreten des Ionisationsintegrals von 1 (vgl. Gl. 2.1-30) wird der Gesamtstrom durch die äußere Beschaltung begrenzt. Zusammenfassend lässt sich folgendes zum Cotorogea-Modell festhalten:

- Analytische Beziehungen werden auf ein Ersatzschaltbild bezogen. Dieses Ersatzschaltbild besteht aus Dioden, MOSFETs und passiven Bauelementen. Es ermöglicht die beidseitig der Plasmazone existierende Ladungsträgerinjektion und es kann das Einschalt-, Abschalt- und Kurzschlussverhalten simuliert werden.
- Die ambipolare Diffusionsgleichung wird für die Ladungsträgerverteilung herangezogen, deren Lösung aus einer Näherung gewonnen wird. Aus der Ladungsträgerverteilung in der Plasmazone folgt deren Widerstand. In der Plasmazone gilt Hochinjektion und es wird nur eine Ladungsträgersorte (die Löcher) betrachtet. Bei der Berechnung des Plasmazonenwiderstandes wird von einer durchschnittlichen und damit ortsunabhängigen Trägerdichte ausgegangen.
- Der Spannungsabfall über dem IGBT folgt aus der Drain-Sourcespannung des verwendeten MOSFETs. Das ermöglicht die analytische Berechnung des Spannungsabfalls über der Raumladungszone im Kontext mit den fließenden Ladungen. Die Hochfeldbeweglichkeit der Ladungen wird berücksichtigt, indem sich die Mobilitäten der Ladungsträger aus der halben Maximalfeldstärke ergeben. In der Raumladungszone wird eine durchschnittliche Mobilität und damit auch eine durchschnittliche Ladungsträgerdichte angenommen.
- Die Kapazitäten im Modell von Cotorogea sind spannungs- und ladungsabhängig ausgeführt. Das Einbeziehen der Ladungskomponente bei der Berechnung der Millerkapazität kann eine korrekte Simulation des „Self-Turn-Off“-Effektes ermöglichen, da mit der gewählten Gleichung für die Rückwirkungskapazität auch eine negativ differenzielle Millerkapazität möglich ist.
- Die Spannungskomponenten zwischen dem PN-Übergang zwischen p-Emitter und Basiszone sind nicht wie beim Hefner-Modell als konstant angenommen, sondern werden ähnlich dem Modell von Kraus in Abhängigkeit der dortigen Stromverhältnisse berechnet und dem Spannungsabfällen über der Raumladungszone und der Plasmazone addiert. Dabei ergibt sich die über dem IGBT abfallende Gesamtspannung.
- Avalanche wird für den Fall des Lawinendurchbruchs berücksichtigt. In diesem Fall wird der Gesamtstrom durch den äußeren Widerstand bestimmt.
- Das Modell arbeitet wie eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Die Stromkomponenten beeinflussen die Ladungsverteilung und den gesamten Spannungsabfall. Sämtliche Dotierungen und IGBT-interne Geometrien wie die aktive Fläche müssen bekannt sein. Die Kapazitäten der Raumladungszone bestimmen beim Abschalten wesentlich das dynamische Verhalten des IGBT.

Vorteilhaft am geschilderten Modell die beidseitig der Plasmazone mögliche Ladungsträgerinjektion. Damit kann das Ein- und Abschalten und auch das Kurzschlussverhalten des IGBT simuliert werden. Durch die vorteilhafte Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung erfolgt die Berechnung des Algorithmus ohne ausschweifende Iterationen. Der Lösungsalgorithmus ist vollständig analytisch beschrieben. Vorteilhaft ist die Berechnung der Kapazitäten, insbesondere die der Millerkapazität. Durch Einbeziehung der Ladungen kann theoretisch auch der „Self-Turn-Off“-Effekt berücksichtigt werden. Die Hochfeldbeweglichkeit wird in der Raumladungszone durch die physikalisch begründete Abhängigkeit nach Canali verwendet. Das Modell von Cotorogea weist damit deutliche Vorteile gegenüber den beiden vorherigen Modellen auf.

Nachteilig sind u.a. die Näherungen innerhalb des Modells aufzuzählen. Dazu zählt auch, dass bei der Berücksichtigung der Hochfeldabhängigkeit durchgängig von der mittleren Maximalfeldstärke entlang der Raumladungszone ausgegangen wurde. Vorteilhafter wäre hier ein Verhältnis zur Maximalfeldstärke welches dem räumlich durchschnittlichen Wert näher kommt und in jedem Zeitschritt neu berechnet werden würde. Problematisch ist auch hier die Berechnung des Spannungsabfalls in der Raumladungszone aus der Drain-Sourcespannung des verwendeten MOSFETs. Weiterhin sind mit dem Modell von Cotorogea IGBT-interne geometrische Größen nötig, welche schwer zu bestimmen sind.

## **d) Das Elektrothermische Modell nach Silber und Fatemizadeh**

Das elektrothermische Modell beschreibt den IGBT analytisch. Dabei sind auch thermische Auswirkungen elektrischer Ströme berücksichtigt. Es wurde von Silber und Fatemizadeh [Fate1993] entwickelt. Dieses Modell stellt eine entscheidende Weiterentwicklung des Modells von Shen und Chow [Shen1991] dar, da durch Implementierung zusätzlicher physikalischer Charakteristiken nicht nur Aussagen über den Durchlass, sondern auch über das Schaltverhalten möglich wurden.

Der IGBT wird mit einem PNP-Transistor verglichen, dessen Basisstrom  $I_{Mos}$  durch den MOSFET-Steuerkopf bestimmt wird. Dennoch wird der Last führende Teil des IGBTs entsprechend einzelner Dioden und Stromquellen gebildet, welches der tatsächlichen Physik näher kommt als die Verwendung eines einzelnen PNP-Transistors an dieser Stelle. Das ermöglicht auch hier eine beidseitige Ladungsträgerinjektion.

Ausgehend von Dotierungen und Spannungsabfällen an PN-Übergängen wird die Ladungsträgerdichte an den jeweiligen Grenzen des Modells bestimmt. Diese Grenzen entsprechen denen der vorigen Modelle, bei denen die Stromkomponenten an Übergängen Rückseitenemitter zur Basiszone, Plasmazone zur Raumladungszone und Raumladungszone zur p-Wanne am Emitter des IGBTs zu bestimmen waren. Der p-Emitter des IGBTs ist im Prinzipschaltbild in Abb. 2.3-6 der tatsächliche Emitter des PNP-Transistors. Die Basis ist die negative Zone, die sowohl Plasma und Raumladungszone enthalten kann und der Kollektor die p-Wanne unter dem Source des MOS-Steuerkopfes des IGBT. Die

Stromkomponenten werden in den in Abb. 2.3-6 eingezeichneten Abgrenzungen ( $x=0$ ,  $x=w_{\text{Plasma}}$  und  $x=w_B$ ) rechnerisch aus den bekannten Dotierungen und geometrischen Abmessungen bestimmt.

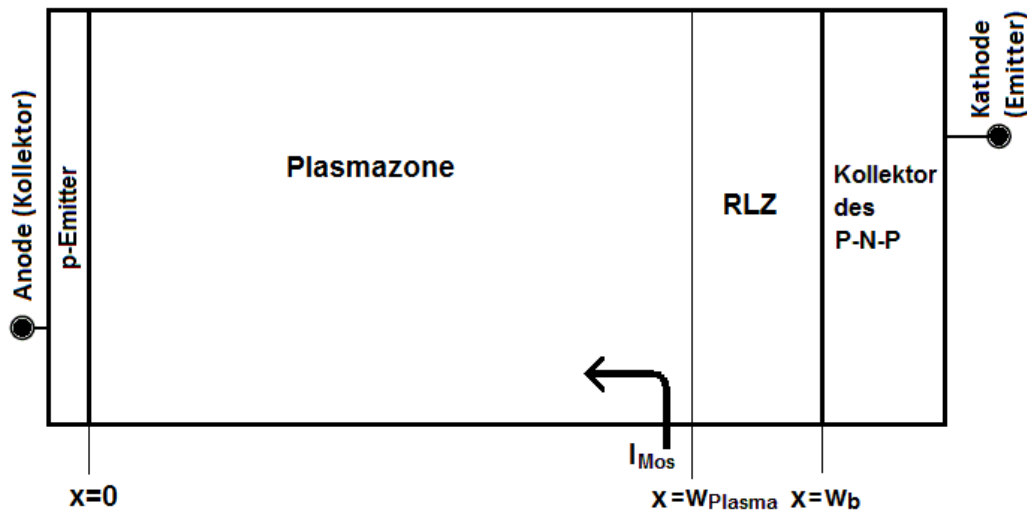


Abb. 2.3-6: Der IGBT-interne schematische PNP-Transistor im elektrothermischen Modell nach Fatemizadeh und Silber [Fate1993].

Die Weite der Raumladungszone ergibt sich aus der bekannten Weite der gesamten Basiszone ( $w_b$ ) und der Weite der Plasmazone ( $w_{\text{Plasma}}$ ). Die Plasmazonenweite verändert sich entsprechend der Ladungsverteilung im Plasma. Die Ladungsträgerkonzentration am p-Emitter ( $x=0$ ) folgt aus einem empirischen Verhältnis in Abhängigkeit des Gesamtstromes, welcher aus FEM-Simulationen (mit dem Bauelementsimulator PISCES) ermittelt wurde. Sie wird für die Ladungsträgerverteilung in der Basiszone genutzt.

Die ambipolare Diffusionsgleichung wird nicht für die Beschreibung der Ladungsträgerverteilung der Plasmazone genutzt, sondern nur für die Berechnung der Weite der Plasmazone herangezogen. Die ambipolare Diffusionsgleichung wurde durch lineare Superpositionen passender (sinusförmiger) Basisfunktionen angenähert. Das erfolgte nach dem Prinzip der gewichteten Residuen (Galerkin-Methode) und ist ein numerisches Verfahren und besonders für die Lösung nicht analytisch ausdrückbarer Gleichungen geeignet.

Aus der Weite der Plasmazone folgt in Kenntnis der Weite der gesamten Basiszone die Weite der Raumladungszone. Aus dieser wird der Spannungsabfall über der Raumladungszone in Rücksicht mobiler Ladungsträger berechnet. Für die Verteilung der Ladungsträgerdichte in der Plasmazone nutzt man die Transportgleichung 2.3-25:

$$\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} = \frac{p(x)}{L_A^2} \quad (2.3-25)$$



Mit dem Verstärkungsfaktor  $V_m$  in Abb. 2.3-7 wird die Leitfähigkeitsmodulation eingestellt. Sie kann anhand des Spannungsabfalls über der gesamten Basiszone modelliert werden. Die Berechnung des Faktors  $V_m$  erfolgt durch Gleichung 2.3-27.

$$V_m = \ln\left(1 + C_1 \cdot \sqrt{j_n(x=0)}\right) \cdot \left( U_T \cdot \frac{b-1}{b+1} + B \cdot \left[ C_2 \cdot \sqrt{j_n(x=0)} + U_T \cdot \frac{2}{b+1} \right] \right) \quad (2.3-27)$$

$U_T$  ist hier die Temperaturspannung,  $b$  das Verhältnis der Löcherbeweglichkeit zur Elektronenbeweglichkeit,  $B$  steht repräsentativ für den Rekombinationsstrom ( $I_{rec}$ ) und ist eins bei Vernachlässigung von Rekombinationen.  $C_1$  und  $C_2$  sind material- und geometrieabhängige Parameter, die im Originalpaper von Fatemizadeh und Silber [Fate1993] entnommen werden können. Die Weite der Raumladungszone folgt aus der Poissongleichung. Es werden die Stromkomponenten und die feldstärkeabhängige Geschwindigkeitssättigung betrachtet. Mobile Ladungsträger in der Raumladungszone werden aus den Stromkomponenten an der Grenze von der Plasmazone zur Raumladungszone (bei  $x=w_{Plasma}$ ) ermittelt. Die Ladungsträgerdichte in der Raumladungszone wird durch 2.3-28 berechnet. Entsprechend dieser Formel sind die mobilen Ladungsträger in der Raumladungszone durch Löcher bestimmt, die aus der Grenze bei  $x=w_{Plasma}$  stammen.

$$\rho(x) = q \cdot \left( N_D + \frac{j_p - j_n \cdot \frac{v_{sat,p}}{v_{sat,n}}}{q \cdot \mu_p \cdot E_K} + \frac{j_p - j_n \cdot \frac{v_{sat,p}}{v_{sat,n}}}{q \cdot \mu_p \cdot E(x)} \right) \quad (2.3-28)$$

Die Integrationsgrenze für die Plasmazone wird aus der bipolaren Diffusionsgleichung und der Ladungsträgerverteilung aus Gleichung 2.3-28 ermittelt.

Gleichung 2.3-28 kann man in die Poissongleichung einsetzen. Das ergibt eine maximale Feldstärke, die nach Gleichung 2.3-29 zu einem Spannungsabfall über der Raumladungszone führt. In dieser Gleichung wird der kritische Strom für die Geschwindigkeitssättigung ( $J_C$ ) berücksichtigt.

$$U_{RLZ} = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_D \cdot q}{\epsilon_{Si}} \cdot \frac{E_{max}^2}{1 + \frac{j_p - j_n \cdot \frac{v_{sat,p}}{v_{sat,n}}}{J_C}} \quad (2.3-29)$$

Der kritische Strom ( $J_C$ ) wird nach folgender Gleichung ermittelt:

$$J_C = q \cdot \mu_p \cdot N_D \cdot E_K \quad (2.3-30)$$

$E_K$  ist ein kritischer Wert des elektrischen Feldes, ab dem sich die Ladungsträgergeschwindigkeit durch weitere Feldstärkeerhöhung nicht weiter erhöht ( $E_K, n/p = v_{sat, n/p} / \mu_{n/p}$ ).

Aus Gleichung 2.3-28 ergibt sich die Weite der Raumladungszone ( $w_{RLZ}$ ) nach Gleichung 2.3-31. Es geht aus dem Paper nicht hervor, warum die Raumladungszone erneut ausgerechnet wird. Es liegt die Vermutung nahe, dass hier entweder numerische Verfeinerungen oder Kontrolleffekte für eventuelle Fallunterscheidungen bzw. Abbruchbedingungen durchgeführt werden.

$$w_{RLZ} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_{Si}}{N_D \cdot q} \cdot \frac{U_{RLZ}}{j_p - j_n \cdot \frac{v_{sat,p}}{v_{sat,n}} + 1 + \frac{J_C}{J_C}}} \quad (2.3-31)$$

Der Strom im MOS-Kanal wird ein auf zwei Regionen aufgeteiltes MOS-Gebiet empirisch aufgeteilt. Die Unterscheidung dient zur Berücksichtigung der Feldeinflüsse. In dem einen Gebiet ist die Feldstärke kleiner oder gleich dem Schwellwert  $E_K$ . Dort gilt für die Geschwindigkeit der Ladungsträger eine Funktion der Feldstärke.

Bei der Berechnung des MOS-Stromes wird unterschieden, ob der betrachtete FET bei der Durchlasskurve in der Anstiegsphase (ohmscher Bereich bzw. Triodenbereich) oder im Bereich der Sättigungsphase ist, in der der Strom nur unmerklich mit weiterem Anstieg der Drain-Source-Spannung zunimmt.

In diesen Gleichungen für die Berechnung des MOS-Stromes finden sich Geometrieparameter wie die Gatelänge und Gatebreite wieder. Weiterhin sind empirische Korrekturfaktoren enthalten, mit der Effekte der Raumladung und nicht homogene Dotierungen korrigiert werden. Für nähere Beschreibungen wird auf Fatemizadeh [Fate1993] verwiesen.

In Abb. 2.3-7 sind eine konstante Gate-Sourcekapazität ( $C_{GS}$ ) und eine veränderliche Drain-Sourcekapazität ( $C_{DS}$ ) enthalten. Der Millereffekt ist durch eine Stromquelle berücksichtigt, welche den Drain-Gatestrom ( $I_{DG}$ ) treibt. Die Drain-Sourcekapazität ( $C_{DS}$ ) ist hochgradig nichtlinear und setzt sich zusammen aus der Oxidkapazität und der Kapazität der Verarmungszone. Sie ist u.a. durch eine Gleichung formuliert, in der die Stromsättigungskomponente ( $J_C$ ) und die Drain-Source-Spannung vorkommen. Die Stromsättigungskomponenten werden auch zur Modellierung des Miller-Rückgriffes zur Berechnung vom Drain-Gatestrom ( $I_{DG}$ ) genutzt.

$I_{GD}$  wird durch die zeitliche Änderung der Drain-Gateladung ( $Q_{GD}$ ) beschrieben. Oberhalb der Schwellwertspannung ist die Oxidkapazität für die gespeicherte Ladung zuständig und gehorcht Gleichung 2.3-32:

$$Q_{GD} = C_{ox} \cdot (U_{GD} - U_{TH}) \quad (2.3-32)$$

Unterhalb der Schwellwertspannung ist die Gate-Drainladung ( $Q_{GD}$ ) von der Sättigung und der Drain-Gate-Spannung bestimmt. Konkret ist die Gate-Drainladung durch Gleichung 2.3-33 ausgedrückt.

$$Q_{GD} = \frac{A_{GD} \cdot \epsilon_{Si} \cdot N_D \cdot q}{C_{ox}} \cdot \left( 1 + \frac{j_p - j_n \cdot \frac{v_{sat,p}}{v_{sat,n}}}{J_C} \right) \cdot \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2 \cdot C_{ox}^2 \cdot (U_{DG} + U_{TH})}{\epsilon_{Si} \cdot N_D \cdot q \cdot \left( 1 + \frac{j_p - j_n \cdot \frac{v_{sat,p}}{v_{sat,n}}}{J_C} \right)}} \right) \quad (2.3-33)$$

Entsprechend der Gleichung 2.3-33 wird der Miller-Rückgriff hauptsächlich spannungsabhängig und nicht feldstärkeabhängig modelliert. Der „Self-Turn-Off“-Effekt sollte damit nicht korrekt funktionieren.

Im Ersatzschaltbild sind weiterhin die Stromquellen, die  $I_{Av}$  und  $I_{La}$  treiben.  $I_{Av}$  ist die durch Avalanche resultierende Stromstärke. Dafür wird neben der RLZ-Weite auch die maximale Feldstärke verwendet. Laut Paper folgt die dabei genutzte maximale Feldstärke aus dem ermittelten Spannungsabfall über der Raumladungszone. Die Avalanchestromdichte  $J_{Av}$  wird nach 2.1-34 berechnet, nur dass statt  $\alpha_{eff}$  der Stoßionisationskoeffizient für Löcher ( $\alpha_p$ ) verwendet wird. Zusammengefasst folgt die Avalanchestromdichte ( $J_{Av}$ ) aus Gleichung 2.3-34:

$$J_{Av} = j_p \cdot w_{RLZ} \cdot \alpha_p \cdot \frac{\hat{E}}{E_{Krit,p}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{Krit,p}}{\hat{E}}\right) \quad (2.3-34)$$

Der Latchstrom ist in Abhängigkeit des Spannungsabfalls über der Plasmazone ( $R_{Plasma}$ ) modelliert. Der in Abb. 2.3-7 eingezeichnete JFET ist dafür da, nebeneinanderliegende p-Wannen am Gate zu berücksichtigen. Wie beim JFET-Effekt spielen hier zweidimensionale Effekte eine Rolle, wurden jedoch nicht näher im Paper quantifiziert.

Die Temperatur verändert sich beim Schaltvorgang durch Dissipation in Form von Strömen innerhalb des Modells. Dafür wird ein zusätzliches thermisches Ersatzschaltbild in Form eines RC-Netzwerkes (Cauer-Netzwerk) entworfen. Dieses Netzwerk enthält Widerstände und Kapazitäten. Entsprechend der Dissipation der Energie kommt es zu einer Veränderung der Temperatur, welche auf eine Veränderung der Temperaturen an den PN-Übergängen rückwirken. Weiterhin werden im Modell die Lebensdauer der Ladungsträger und die intrinsische Ladungsträgerdichte von der Temperatur beeinflusst. Der elektrische Kreis ist mit dem thermischen rückgekoppelt. Das heißt, dass die geänderten Temperaturen innerhalb des elektrischen Kreises auch auf die umgesetzte Wärmeleistung zurück wirken.

Das Modell wurde hauptsächlich für qualitative Unterschiede bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen verwendet. Folgendes kann zusammenfassend zum elektrothermischen Modell festgehalten werden:

- Das Modell ist für das Schalt- und Durchlassverhalten geeignet. Dabei kann wegen der thermischen Berücksichtigung auch die Eigenerwärmung betrachtet werden.
- Die ambipolare Diffusionsgleichung dient nur der Berechnung der Integrationsgrenzen. Die Lösung erfolgt durch Superposition (Überlagerung) mehrerer Teilfunktionen nach dem Ansatz von Galerkin.
- Die Ladungsträgerverteilung folgt aus der Löcherdichte am PN-Übergang zwischen p-Emitter und Basiszone. Diese wiederum ist aus einem empirischen Parameter abgeleitet, der von einer FEM-Simulation folgt. Für die richtige Simulation muss das simulierte Modell daher innerhalb eines Bauelementsimulators vorliegen.
- Die Mobilitätsveränderung bei hohen Feldern wird durch empirische Sättigungsparameter ausgedrückt. Avalanche ist berücksichtigt und hat Einfluss auf die Strom- und Spannungsverläufe.
- Die Millerkapazität ist im Wesentlichen spannungsabhängig modelliert, ein korrekter „Self-Turn-Off“-Effekt ist damit nicht möglich.
- Die Spannungskomponenten am PN-Übergang zwischen p-Emitter und Basiszone wird in Abhängigkeit der dortigen Stromverhältnisse berechnet. Das Modell arbeitet mit Feldstärken. Ab einer bestimmten Feldstärke wird die Sättigungsgeschwindigkeit für die Ladungsträger innerhalb der Raumladungszone angenommen.
- Das Modell arbeitet wie eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Die Stromkomponenten beeinflussen die Ladungsverteilung und den gesamten Spannungsabfall am IGBT-Modell. Im Modell werden viele Korrekturfaktoren eingebunden, die ihren Ursprung in FEM-Simulationen haben. Genaue Geometrie- und Dotierparameter des IGBTs sind nötig für die Simulation mit diesem Modell.



## 2.3.2 Schaltkreissimulationen mit numerischem Anteil

### a) Das Münchener Modell

Mit dem Münchener Modell wird eine größere Genauigkeit als bei rein analytischer Berechnung erzielt, indem Ladungsträger zum Teil örtlich diskret mit der Methode finiter Differenzen berechnet werden. Das Münchener Modell wird daher auch seminumerisches oder teilnumerisches Simulationsmodell genannt. Es hat mehrere aus dem Münchener Raum stammenden Vertreter, z.B. Metzner [Metz1993], Goebel [Goeb1994] und Vogler [Vogl1997]. Diese bezeichnen ihr Modell teilweise als Modell des Modularen Prinzips, da die einzelnen Module so auswechselbar sind, dass sie zur Simulation verschiedener Bauelemente verwendbar sind. Innerhalb der Module können unterschiedliche Rechenansätze verwendet werden. Außer der Plasmazone werden alle übrigen Komponenten des jeweiligen Bauelementes analytisch beschrieben.

Die Plasmazone ist mit der Raumladungszone in einem einzigen Modul zusammengefasst. Dieses Modul wird als Driftzone bezeichnet und stellt nach Vogler [Vogl1997] das Herzstück der Simulation mit diesem Modell dar. Die Eingangsparameter für das Modul der Driftzone kommen aus den angrenzenden Modulen. Die Ladungsträgerausräumung beim Abschalten wird in diesem Modul örtlich diskret durch verschiedene Punkte innerhalb der Plasmazone repräsentiert. Die Punkte entsprechen einem Ort im Bauelement und haben als Wert die lokale Ladungsträgerdichte. In jedem örtlich diskreten Bereich wird innerhalb der Plasmazone die ambipolare Diffusionsgleichung gelöst. Damit wird das Münchener Modell sehr rechenintensiv. Der Lösungsalgorithmus erfordert bei  $n$  diskreten Elementen ein  $(n+1)$ -dimensionales Gleichungssystem und ist prinzipiell in Carvalho [Carv1996] ausführlich beschrieben.

Das an die Driftzone angrenzende Modul ist bei einem NPT-IGBT das Modul des MOSFET-Steuerkopfes an der einen Grenze und das des p-Emitters an der anderen. Der p-Emitter wird dabei als p-dotierte Randzone bezeichnet. Für die Berechnung der Ladungsträger im p-Emitter erfolgt eine analytische Beschreibung der dortigen Verhältnisse. Dafür müssen die Diffusionslängen und die Dicken und Dotierungen der betreffenden Zone bekannt sein. Diese physikalischen Parameter bestimmen, wie stark sich die (Minoritäts-)Ladungsträgerverteilung vertikal durch den Halbleiterbereich wölbt. Hergeleitet und erläutert ist dieser Sachverhalt aus der Shockley'schen Diodentheorie und ist im Abschnitt 3.2.2 gezeigt. In Abb. 2.3-8 sieht man den Unterschied zwischen relativ dünner und dicker Dotierungsdicke.

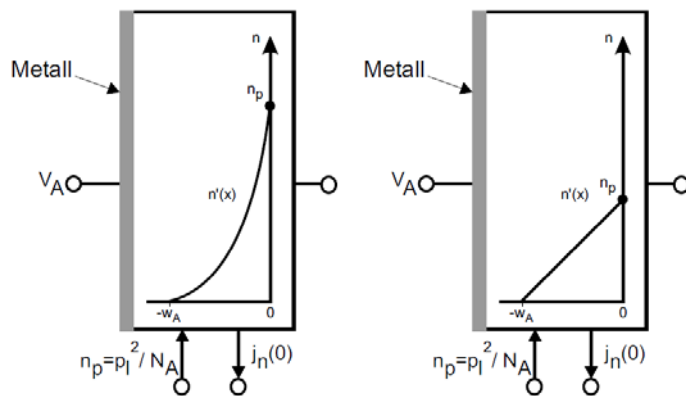


Abb. 2.3-8: Die Überschussladungsträgerverläufe der Elektronen in einer p-Zone am Rand zu einer n-dotierten Schicht (Übergang bei  $x=0$ ) bei dicker p-Zone links und relativ dünner Zone rechts.

Bei einem FS-IGBT befindet sich zwischen dem Modul der p-Randzone und dem der Driftzone das Modul der Feldstoppschicht. Während im Modul der p-Randzone für den p-Emitter die Lösung der statischen Diffusionsgleichung ausreicht, wird bei der Feldstoppschicht die ambipolare Diffusionsgleichung gelöst. Dies geschieht durch eine Näherung, indem eine effektive Diffusionslänge in jedem Zeitpunkt berechnet wird. Dabei wird genauso vorgegangen wie bei der Berechnung der ambipolaren Diffusionsgleichung im Modell von Cotorogea im Abschnitt 2.3-1c.

Die ambipolare Diffusionsgleichung wird auch innerhalb des Moduls der Driftzone für den Plasmabereich verwendet. Hier erfolgt die Lösung durch die gleiche Näherung wie im Modul der Feldstoppschicht, nur dass zusätzlich Stützstellen innerhalb der Plasmazone genutzt werden. Die Stützstellen verschieben sich beim Ausräumen wie die Raumladungszone sich verschiebt. Dadurch sind die Stützstellen effektiver ausgenutzt im Vergleich zu ortsfesten Stützstellen. Die Ladungsträgerdichte an den Stützstellen im Durchlass und während eines bestimmten Zeitpunktes beim Abschalten ist in Abb. 2.3-9 gezeigt.

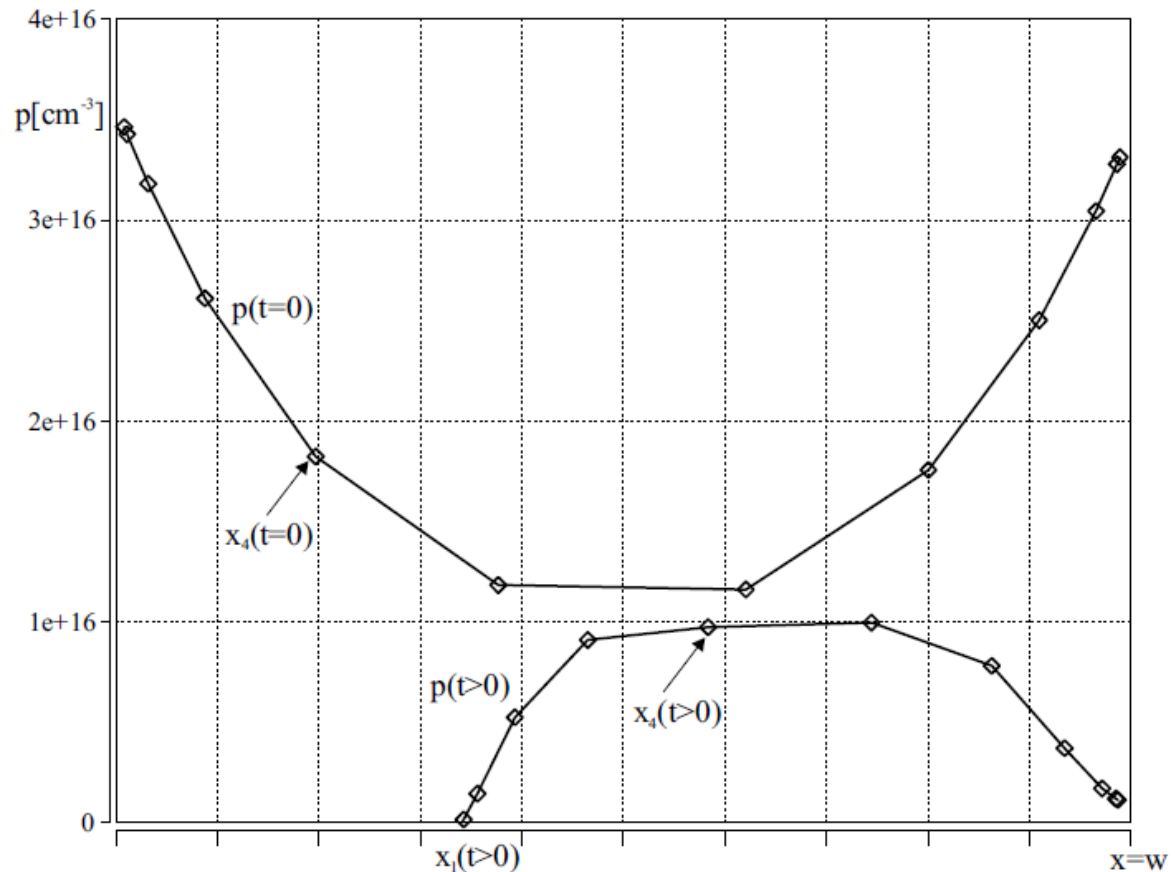


Abb. 2.3-9: Plasmaverteilung während des Durchlasses ( $t=0$ ) und während des Abschaltens ( $t>0$ ) entsprechend der Simulation des Moduls der Driftzone bei einer Diode nach dem Münchener Modell mit festen ortveränderlichen Stützstellen [Kuhn2002, S. 66].

Die hier ersichtliche Plasmaverteilung ähnelt der einer Leistungsdiode, da während der Ausräumung beidseitig der Plasmazone ein Absinken der Ladungsträgerdichte erfolgt. Das entspricht zwar nicht den Verhältnissen innerhalb eines IGBTs, ermöglicht aber auch das Verwenden dieses Moduls bei anderen Bauelementen wie beispielsweise der Leistungsdiode. So wurde das Münchener Modell auch für den modulweisen Aufbau von Thyristoren und Dioden genutzt.

Der Spannungsabfall der Plasmazone ergibt sich durch Addition der Teilspannungen, die zwischen jeweils zwei benachbarten Stützstellen auftreten. Liegt die Ladungsdichte an jeder Stützstelle vor, so kann daraus auch die erste und zweite örtliche Ableitung der Löcherdichte an jedem Punkt berechnet werden. Zusammen mit den Ladungsträgerdichten des jeweils vorherigen Zeitpunktes liegt die zeitliche Ableitung der Löcherdichte vor und kann zur Bildung vollständiger Jacobimatrizen gebildet werden. Jacobimatrizen helfen bei der Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung. Dieser Lösungsalgorithmus ist im Kuhn [Kuhn2002] genauer erklärt.

Es ist möglich, die Plasmazone nicht nur bei Hochinjektion zu ermitteln, sondern auch bei niedriger Injektion, wenn die Löcherdichte von der Elektronendichte deutlich abweicht.

Vogler [Vogl1997] unterscheidet dafür die Bestimmung der Randbedingungen zwischen starker und schwacher Injektion.

Die Komponenten beim IGBT des modularen Konzepts sind bei Vogler in Rand-, Diffusions- Driftzone und MOSFET-Steuerkopf untergliedert. Abb. 2.3-10 zeigt ein Modell des NPT-IGBTs nach dem Münchener Modell.

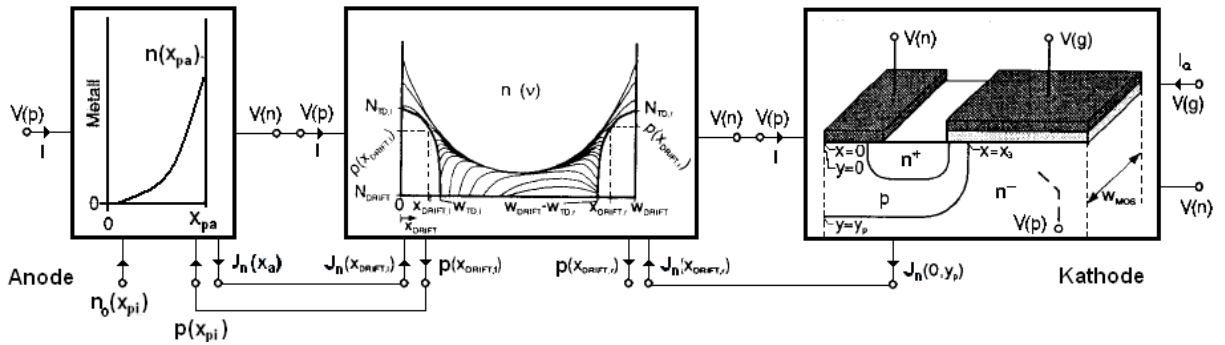


Abb. 2.3-10: NPT-IGBT entsprechend der verwendeten Module nach dem Münchener Modell mit den entsprechenden Ein- und Ausgabegrößen.

Bei der Beweglichkeit werden die Streuungen am Gitter und die an anderen Streupartnern einbezogen und wie bei Bauelementsimulatoren mittels Matthiessen-Regel verknüpft. Eine Besonderheit am Münchener Modell ist, dass Streuungen gleichartiger Ladungsträger untereinander so berücksichtigt werden, dass die mit dem Energie- und Impulsübertrag einhergehende Verletzung der Einstein-Relation berechnet wird. Dies wirkt sich auch die Berechnung des Spannungsabfalles über das Plasmagebiet aus [Vogl1997, S. 46] und wird selbst in Bauelementsimulatoren in der Regel vernachlässigt.

Abb. 2.3-11 enthält zusätzlich noch das Modul für die FS-Zone und ermöglicht die Nachbildung eines FS-IGBTs:

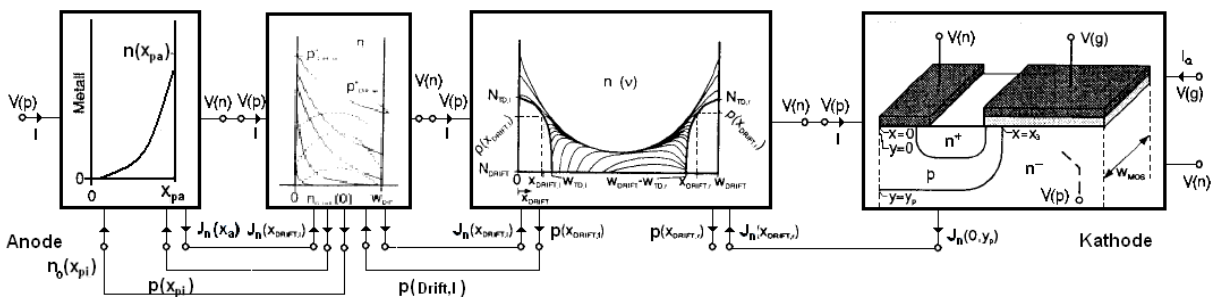


Abb. 2.3-11: PT-IGBT entsprechend der verwendeten Module nach dem Münchener Modell mit den entsprechenden Ein- und Ausgabegrößen.

Als Hochfeldbeweglichkeit wird in der Raumladungszone von Vogler zwar die Beziehung von Canali [Cana1975] in Erwägung gezogen (vgl. Gleichung 2.1-18 und Abb. 2.1-1), es wird jedoch in der Raumladungszone zur Begrenzung des Rechenaufwandes die

Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger angenommen. Die Ladungsträgerdichten entlang der Raumladungszone sind damit ortsunabhängig. Die Elektronen- und Löcherladungsträgerdichten ergeben sich aus den Elektronen- und Löcherströmen in Verbindung mit der Elementarladung und der Sättigungsgeschwindigkeit nach den Gleichungen 2.3-35 und 2.3-36.

$$n = \frac{J_n}{q \cdot v_{\text{Sat},n}} \quad (2.3-35)$$

$$p = \frac{J_p}{q \cdot v_{\text{Sat},p}} \quad (2.3-36)$$

In der Raumladungszone wird von einem linearen Feldverlauf ausgegangen. Es werden auch die mobilen Ladungsträger berücksichtigt. Dabei wird von einer konstanten Dichte mobiler Ladungsträger ausgegangen. Mit der Poissongleichung liegen die maximalen Feldstärken im Modul vor. Die Spannung wird iterativ aus der Maximalfeldstärke so bestimmt. Der Avalanche wird innerhalb dieser Iteration berücksichtigt. Rechentechnisch ist dazu auf die Dissertation von Vogler [Vogl1997, S.93-95) verwiesen.

In der Raumladungszone wird Avalanche so berücksichtigt, dass innerhalb der RLZ nur der wirksame Bereich herangezogen wird, in dem es weitgehend zur Lawinenmultiplikation kommt. Für den begrenzten Bereich wird eine Ionisationstiefe für Elektronen und Löcher betrachtet. Wie bei Bauelementsimulationen wird den Elektronen und Löchern je ein unterschiedlicher Ionisationskoeffizient zugeschrieben. Dabei wird das in Gleichung 2.1-29 ausgedrückte Chynoweth-Gesetz leicht abgeändert durch den Term mit der Ionisationstiefe ( $\delta_{n,p}$ ) und führt auf Gleichung 2.3-37. Der Parameter  $x$  verläuft lateral durch die Raumladungszone in einer Dimension und startet bei  $x=0$  beim maximalen elektrischen Feld (vgl. [Vogl1997]). Der Parameter der Ionisationsrate wurde nicht direkt im Modell implementiert, sondern folgte aus Korrekturfaktoren.

$$\alpha_{n/p} = \alpha_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_{\text{Krit},p/n}(T)}{E}\right) \cdot \exp\left(-\frac{x}{\delta_{n,p}}\right) \quad (2.3-37)$$

Das Münchener Modell wurde auch von Schloegl [Schlö1999] verwendet, der vor allem die Durchlasseigenschaft im Niedrigtemperaturbereich (100K bis 400K) betrachtete. Ein transient zuverlässiges Simulationsverhalten wurde durch das Münchener Modell wegen Stabilitätsproblemen nicht ganz erfüllt. Nach Aussage von Schloegl traten Stabilitätsprobleme im transienten Verhalten auf. Kuhn verbesserte dieses Modell hinsichtlich der Stabilität, indem er beispielsweise den Avalanchemechanismus anders nachbildete [Kuhn2002, S. 27]. Die Verwendung dynamischer Iterationsmethoden ist eine Möglichkeit, die Stabilitätsprobleme von Modulhierarchien wie beim Münchener Modell miteinander besser zu verbinden. Die Integration modular entwickelter Bausteine in bereits bestehende Software war das Thema von Ebert [Eber2008]. Das Münchener Modell gestattet die Simulation physikalischer Vorgänge innerhalb des Bauelementes und auch der

Simulation in Schaltkreissimulatoren. Diese Vorteile sind jedoch aufgrund der schlechten Stabilitätseigenschaften, schwer extrahierbarer Parameter und einiger vorgenommenen zu starker Näherungen an die Realität nur eingeschränkt nutzbar. Beispielsweise stellt bei der Berechnung des Spannungsabfalls in der Raumladungszone innerhalb der Poissonsgleichung die Annahme einer konstanten Ladungsträgergeschwindigkeit eine Vereinfachung dar, die der Realität insbesondere im niedrigen Feldstärkebereich stark widerspricht.

Tabelle 2.1 liefert eine Unterscheidung der Module und zeigt das wesentliche Prinzip der Berechnung.

Tab. 2.1: Die Module eines PT-IGBTs nach dem Münchener Model und deren wesentliche Berechnungsmethoden.

Modul	Prinzip der Berechnung
Randzone, z.B. p-Emitter,	analytische Berechnung von Elektronenstrom und Spannungsabfall aus den Minoritätsladungsträgerdichten
Diffusionszone (Pufferbereich) = n+Zone bei PT-IGBT	analytisch, ist u.U auch verzichtbar, da Rand und Driftzonen dominieren
Driftzone	unterteilt in Plasmazone und Raumladungszone, Spannungsabfall wird iterativ, der Rest analytisch berechnet
MOSFET-Steuerkopf	analytische Berechnung des Elektronenstroms im Kanal

Zusammenfassend lässt sich zum Münchener Modell folgendes feststellen:

- Das Münchener Modell ist vor allem für quasistatische Prozesse geeignet. Dabei sind qualitative Aussagen durch das Modell zum Avalanche und zur Auswirkung verschiedener Lebensdauerprofile möglich. Der Anwendungsbereich erschließt sich auch auf Bereiche deutlich unterhalb gewöhnlicher Temperaturbereiche. Prinzipiell ist das Münchener Modell auch für Ein- und Abschaltprozesse und auch Kurzschlüsse geeignet, die Berechnung ist dafür jedoch rechenintensiv, simulativ oft instabil und durch die vorgenommenen Vereinfachungen nicht besonders exakt.
- Das Modell ist modulweise aufgebaut und kann zur Simulation verschiedener Leistungshalbleiter zusammengesetzt werden. Die Randbedingungen der Module sind dabei die existierenden Löcher- und Elektronenstromkomponenten an den

Modulgrenzen. Durch modulare Konzeption wurden z.B. Drift- und Randzonen von der Funktionsweise einzelner Bauelemente entkoppelt.

- Die Ladungsträgerverteilung entlang der Plasmazone erfolgt örtlich diskret an Stützstellen mit Hilfe der Methode finiter Differenzen. Die übrigen Rechnungen erfolgen auf Grundlage analytischer Beziehungen. Die Plasmazone ist mit der Raumladungszone, sofern sie ausgebildet ist, in einem einzigen Modul zusammengefasst.
- In der Raumladungszone wird eine durchschnittliche Mobilität (Sättigungsgeschwindigkeit) und damit auch eine durchschnittliche Ladungsträgerdichte angenommen. Das führt zu einer analytischen Berechnung der Feldstärke. Aus der maximalen Feldstärke folgt der Spannungsabfall aus einer recht komplizierten iterativen Berechnung, in der der Avalanche einfließt.
- Die Kapazitäten im Modell werden aus einer einem MOSFET-Kopf abgeleitet. Dafür muss die Geometrie und die Dotierung des verwendeten MOSFET-Kopfes möglichst genau vorliegen, wofür Herstellerkenntnisse nötig sind. Weiterhin müssen auch die Dotierungen und Abmessungen der sonstigen Halbleiterschichten im IGBT bekannt sein.
- Der „Self-Turn-Off“-Effekt ist prinzipiell simulierbar, da die Millerkapazität entsprechend der Gleichungen durch Berücksichtigung der Ladungen auch negativ differenziell werden kann. Bei negativer differenzieller Millerkapazität arbeitet dieses Modell jedoch stark instabil.
- Das Modell arbeitet wie eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Die Stromkomponenten beeinflussen die Ladungsverteilung und den gesamten Spannungsabfall am IGBT.

## **b) Das Lumped-Charge Modell**

Das Lumped-Charge Modell basiert auf den Theorien von Linvill [Linv1958] und wurde zuerst für Dioden entwickelt, um damit das Forward- und Reverse-Recovery-Verhalten der Diode zu beschreiben. Später wurde dieses Modell auch für Simulationen von IGBTs verwendet. Mit dem Lumped-Charge Modell werden einzelne Bereiche des jeweiligen Bauelements mit einem Finite-Elemente-Verfahren berechnet. Dafür wurden einige Randbedingungen und analytische Beziehungen genutzt. Das Bauelement liegt an markanten Punkten örtlich diskretisiert vor. Jeder diskrete Ortsbereich entspricht dabei einem Element mit einer durchschnittlichen Ladungsmenge. Das Finite-Elemente-Verfahren wird im Wesentlichen verwendet, um den Ladungsaustausch zwischen den gewählten diskreten Bereichen zu steuern. Bei Simulation eines IGBT wird das Finite-Elemente-Verfahren nicht auf den MOSFET-Kopf übertragen. Der MOSFET-Steuerkopf innerhalb des IGBT-Modells wird ebenso wie die MOS-Kapazitäten analytisch bestimmt. Innerhalb des FEM-Berechnungsalgorithmus des Lumped-Charge Modells gelten die

Transportgleichungen für die Ladungen, die Kontinuitätsgleichungen und auch die Kirchhoffschen Gesetze.

Durch Anwendung der Transportgleichung wird das Modell durch örtlich diskrete Differenzialgleichungen beschrieben und in SABER implementiert. Diese Methode wurde für die Simulation von Diode [Ma1997] und IGBT [Laur2001] angewendet. Während das Lumped-Charge Modell des IGBT von Lauritzen [Laur2001] noch mit Saber implementiert wurde, beschreibt Busatto [Busa2000] dieses Modell für die Implementierung in PSpice.

An Dotierübergängen sind mindestens zwei Punkte nötig. Bei zwei nebeneinanderliegenden Punkten für Bereiche unterschiedlicher Dotierung gelten die analytischen Spannungs- und Stromverhältnisse entsprechend der Dotierungsänderung. Es gilt weiterhin die Ladungserhaltungsgleichung.

Die Ladungsdichten an den einzelnen Punkten entsprechen unter Berücksichtigung des jeweiligen Volumens bestimmten Ladungsmengen, welche sich durch Stromfluss zwischen den gewählten Punkten ändern und damit geänderte Ladungsdichten an den Punkten zur Folge haben. Hochinjektion ist nicht Bedingung für dieses Modell, denn die Strombeziehungen werden für Löcher und Elektronen getrennt berechnet. Die ambipolare Diffusionsgleichung wird daher nicht verwendet.

Busatto veröffentlichte einen IGBT mit dem Lumped-Charge Modell und verwendete für den IGBT acht örtlich diskrete Punkte. Die Simulation des Modells erfolgte ein-dimensional entsprechend Abb. 2.3-12.

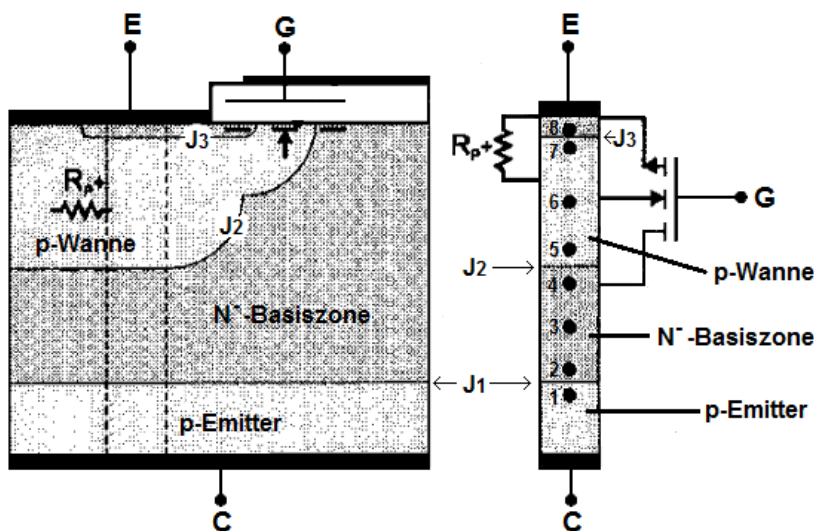


Abb. 2.3-12: Der IGBT in der normalen Zellstruktur links und in der nach dem Lumped-Charge Modell nach Lauritzen aufgeteilten Form [Busa2000].

Diese Ladungsmengen zwischen den diskreten Punkten sind in einem equivalenten Schaltkreis in Form einer Kapazität festgehalten. Beim Lumped-Charge-Modell für einen IGBT handelt es sich im Ersatzschaltbild um eine Parallelschaltung aus Kapazitäten,



Widerständen und Stromquellen. Dieser Teilstromkreis befindet sich zwischen den in Abb. 2.3-12 eingezeichneten acht Punkten. Die Anzahl der Punkte stellt ein Beispiel dar und kann je nach beherrschbarem Rechenaufwand erhöht werden. Während zwischen Punkt eins und zwei ebenso wie zwischen den Punkten sieben und acht der Gesamtstrom als Randbedingung entscheidend ist und damit nur eine einzige Stromquelle enthalten sein muss, werden zwischen den inneren Punkten entsprechend der beiden Ladungsträgerkomponenten jeweils zwei Stromquellen verwendet.

Die Transportgleichungen sind zwischen den jeweilig beieinander liegenden Punkten  $i$  und  $j$  allgemein nach Gleichungen 2.3-38 und 2.3-39 ausgedrückt.  $Q_{Mj}$  ist die Minoritätsladungsträgerdichte am Punkt  $j$ ,  $T$  steht für die Transitzeit:  $T_{nij}$  drückt die Zeitdauer für die Elektronen aus, um vom Punkt  $i$  zu Punkt  $j$  zu gelangen.  $T_{pij}$  ist das gleiche für die Löcher.  $U_{ij}$  ist der Spannungsabfall zwischen  $i$  und  $j$ .

$$i_{n,ij} = \frac{q_{pj} - q_{pi}}{T_{nij}} + \frac{q_{pj} + Q_{Mj}}{T_{nij}} \cdot \frac{U_{ij}}{U_T} \quad (2.3-38)$$

$$i_{p,ij} = \frac{q_{pi} - q_{pj}}{T_{pij}} + \frac{q_{pj}}{T_{pij}} \cdot \frac{U_{ij}}{U_T} \quad (2.3-39)$$

Die Punkte zwei, drei, vier und sechs sind in einem verfeinerten Ersatzschaltbild in Abb. 2.3-13 doppelt ausgeführt. Das ist so, weil die Änderungen der Komponentenströme in der Mitte der p-Wanne (Punkt 6) und in allen Punkten der Basiszone (Punkte 2, 3, 4) berechnet werden. Die dortigen Austauschströme ( $i_{CONT,j}$ ) werden mit einem Teilschaltkreis berechnet, bestehend aus paralleler Stromquelle, Kondensator und Widerstand. An den Übergängen, genau zwischen zwei Punkten mit unterschiedlichen Dotierungen (und damit Randpunkten an den PN-Übergängen  $J_1$ ,  $J_2$  und  $J_3$ ) existiert im verfeinerten Ersatzschaltbild nur eine Spannungsquelle. Die Stromkomponenten zwischen diesen Randpunkten ändern sich im Modell nicht.

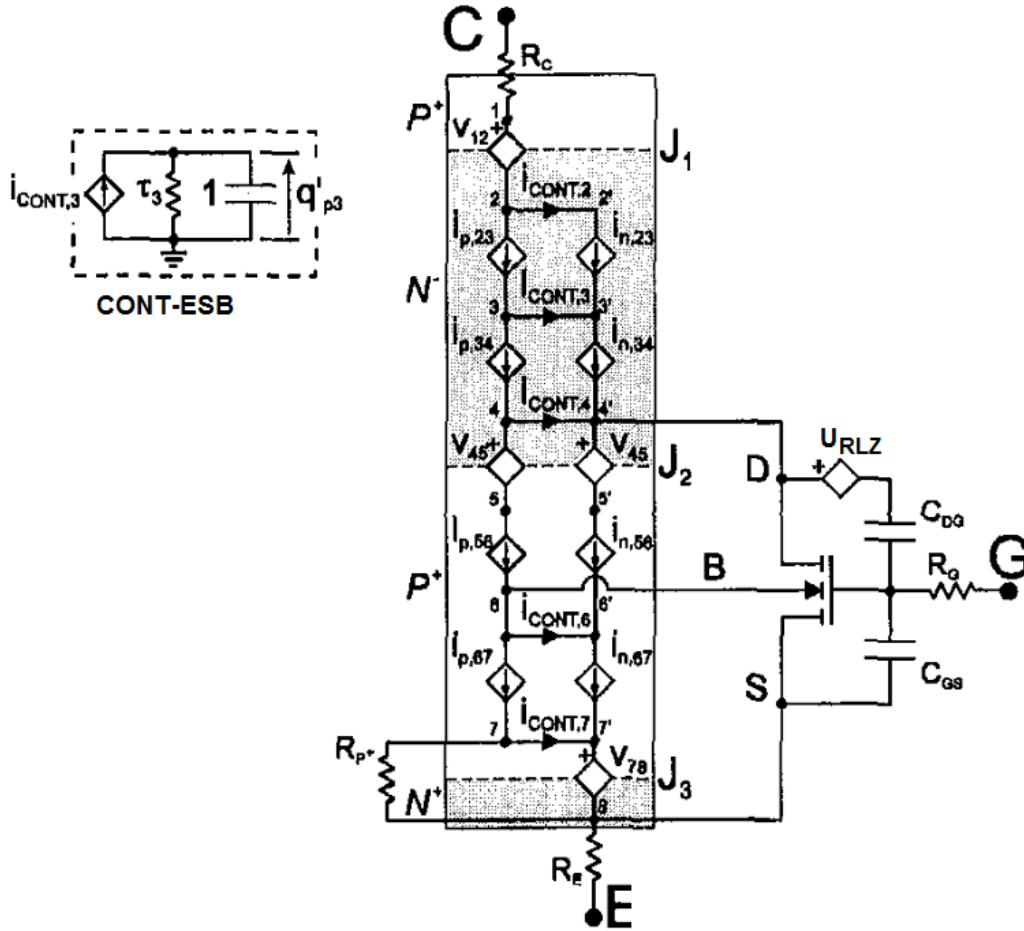


Abb. 2.3-13: IGBT nach dem Lumped-Charge Modell mit Ersatzschaltkreisen zwischen den diskretisierten Punkten [Busa2000].

Der Austauschstrom  $i_{\text{CONT},i}$  gehorcht Gleichung 2.3-40 und steht für die Veränderung der Ladungsträgerkomponentenstromänderung am jeweiligen Punkt (i). An jedem Punkt ist damit die Kontinuitätsgleichung so erfüllt, dass bei Änderungen der Elektronen- und Löcherkomponenten entlang der Punkte i und j ohne Rücksicht auf Diffusions- und Rekombinationseffekte der Austauschstrom ( $i_{\text{CONT}}$ ) fließt. Die Diffusions- und Rekombinationseffekte folgen aus dem Teil rechts des Pluszeichens in Gleichung 2.3-40.

$$i_{\text{CONT},i} = \frac{dp'_{pi}}{dt} + \frac{q_{pi} - Q_{Mi}}{\tau_i} \quad (2.3-40)$$

Der Austauschstrom ( $i_{\text{CONT},i}$ ) ist elektrisch in einem Ersatzschaltbild (ESB) mittels einer Parallelschaltung von Stromquelle, Kondensator und ohmschen Widerstand beschreibbar. In Abb. 2.3-13 ist dieses Teilersatzschaltbild links enthalten und als „CONT-ESB“ bezeichnet. Der erste Teil der Gleichung 2.3-40 resultiert aus der Ladung, welche entsprechend der Kapazität im „CONT-ESB“ existiert und ermittelt wird. Per Fallunterscheidung ergeben sich die Kapazitätswerte und damit die Werte für Löcherüberschussdichte ( $p'$ ) in Gleichung 2.3-40, je nachdem ob es sich um einen

Diffusions- oder Sperrschichtkapazität handelt. Die Löcherüberschussdichte wird nie negativ. Genaue Berechnungen können dazu dem Iannuzzo [Iann1999] entnommen werden.

Die beim Sperren entscheidende Raumladungszone wird am PN-Übergang  $J_2$  aufgebaut. Dieser ist durch die Punkte vier und fünf eingeschlossen. Für die Weite der Raumladungszone sind daher die Spannungsabfälle  $U_{45}$  an diesen beiden Punkten und die jeweiligen Stromkomponenten entscheidend. Die Weite der Raumladungszone berechnet sich dann entsprechend Gleichung 2.3-41:

$$w_{RLZ} = \sqrt{\frac{U_D + U_{45}}{2 \cdot \Phi_B} \cdot \frac{1}{1 + \frac{|i_{p,45}| - |i_{n,45}|}{I_B}}} \quad (2.3-41)$$

In Gleichung 2.3-41 ist die Diffusionsspannung ( $U_D$ ) des hier betrachteten PN-Übergangs ( $J_2$ ) enthalten. Die verwendeten Parameter  $\Phi_B$  und  $I_B$  sind Normalisierungsfaktoren. Während  $I_B$  nicht explizit beschrieben wird, aber hier vermutlich der Gesamtstrom zwischen den Punkten 4 und 5 ist, wird  $\Phi_B$  konkret durch 2.3-42 beschrieben.  $\Phi_B$  ist damit eine Funktion der Halbleitereigenschaften und der gesamten Weite der Basiszone  $w_b$ .

$$\Phi_B = \frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon_{Si}} \cdot w_b^2 \quad (2.3-42)$$

Die Gleichungen 2.3-38 bis 2.3-42 sind im Paper näher beschrieben, welches Busatto mit Iannuzzo zusammen verfasst hat [Iann1999]. Darin ging es zwar um das Lumped-Charge Modell eines GTO, aber die Gleichungen sind die gleichen wie für den IGBT.

Die Transitzeit, mit der die Löcher- und Elektronenstromkomponenten an den diskretisierten Ortsbereichen nach 2.3-38 und 2.3-39 berechnet werden, ändert sich mit Größe der Raumladungszone um den Faktor  $(1-w_{RLZ})^2$  [Busa2000]. Mit größerer Weite der Raumladungszone fließen die Ladungsträger schneller und führen zu einer kleineren Transitzeit. Feinheiten wie die Hochfeldbeweglichkeit sind in der Transitzeit nicht berücksichtigt.

Die verwendete MOSFET-Struktur folgt aus einem PSPICE-Level-1-MOSFET bei Busatto. Lauritzen, der den IGBT in Saber einfügte, verwendete als MOSFET-Kopf die im Saber-Unterprogramm MAST eingefügten analytische Gleichungen. Bei leitendem MOSFET-Kanal im Modell nach Abb. 2.3-12 gelangen die Elektronen am Punkt vier in die Basiszone des IGBTs. Die Spannungsquelle ( $U_{RLZ}$  in Abb. 2.3-13) steht für das nichtlineare Verhalten der Millerkapazität. Wenn beim MOSFET die Drain-Sourcespannung kleiner als die Gate-Sourcespannung ist, wird kein Spannungsabfall über der Raumladungszone angenommen. Andernfalls wird der Spannungsabfall über der Raumladungszone ( $U_{RLZ}$ ) nach Gleichung 2.3-43 bestimmt.

$$U_{RLZ} = U_{DG} + V_n \cdot \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{U_{DG}}{V_n}} \right) \quad (2.3-43)$$

Der Faktor  $V_n$  ist hier hauptsächlich von der Dotierung bestimmt. Die Rückwirkung der Millerkapazität auf den Steuerkreis ist damit spannungsabhängig gestaltet, denn aus dem MOSFET-Steuerkopf folgt der Spannungsabfall in der Raumladungszone. Erst aus der Spannung folgt entsprechend der Gleichung 2.3-41 die Weite der Raumladungszone, wenn man für  $U_{45}$  den Wert von  $U_{RLZ}$  aus Gleichung 2.3-43 einsetzt. Der „Self-Turn-Off“-Effekt ist damit physikalisch nicht korrekt in diesem Modell implementiert.

In Abb. 2.3-13 ist ein Widerstand ( $R_{p+}$ ) am Emitter eingezeichnet. Er steht für den Widerstand der p-Wanne nahe am Emitter. Dieser Widerstand hat keine große Bedeutung für das wesentliche Schaltverhalten. In der Voreinstellung nach Busatto wurde dieser Widerstand zu Null gesetzt und fungiert so als ideale Brücke. Der am Emitter einfließende Gesamtstrom kommt damit am Punkt sieben in Abb. 2.3-13 vollständig als Löcherstrom an.

Das Modell zeigt Ungenauigkeiten beim normalen Abschalten. Nach Busatto [Busa2000] ist der Tailstrom gegenüber der Messung deutlich länger abklingend, etwa viermal so lang und auch die Spannungsspitze ist gegenüber der Messung verfälscht. Aussagen zu Ansteuerbedingungen können nicht ausreichend genau erfolgen, da sich auch bei normalen Abschaltungen erhebliche quantitative Abweichungen vom realen Verhalten zeigen.

Das IGBT-Modell nach dem Lumped-Charge Prinzip steht in MAST/Saber im Netz zur Verfügung [Lu-Mod] und kann nach Lauritzen [Laur2001] durch verschiedene Messungen vollständig parametrisiert werden. Die Modellimplementierung aus der Parameterextraktion erfordert Berechnungen, in denen nach Lauritzen [Laur2001] auch verhaltenstheoretische Schätzungen und Fitparameter nötig sind. Obwohl Schaltkreissimulationen mit numerischem Anteil einen engeren Bezug zu den physikalischen Vorgängen im IGBT haben, ist das Lumped-Charge Modell nicht physikalisch korrekt beschrieben. Die Genauigkeit kann erhöht werden, wenn die Anzahl der Punkte und damit die örtliche Diskretisierung erhöht wird. Aufgrund der Ähnlichkeit mit dem Münchener Modell ist dann aber mit Stabilitätsproblemen bei Schaltvorgängen zu rechnen. Zusammenfassend lässt sich zum Lumped-Charge Modell folgendes festhalten:

- Das Modell ist für qualitative Aussagen zum Schaltverhalten unter normalen Bedingungen und für die Aussage zu statischen Eigenschaften beim Durchlass und Sperren geeignet. Wegen dem modularen Aufbau können neben IGBTs auch andere Bauelemente mit dem Lumped-Charge Modell simuliert werden.
- Die Zonen des IGBTs werden mit Ausnahme der MOSFET-Struktur vollständig durch Finite Elemente beschrieben. Die Diskretisierung soll da vorgenommen werden, wo Änderungen in der Dotierung und der Ladungsträgerlebensdauer auftreten.

- Innerhalb des IGBT werden die Löcher- und Elektronenstromkomponenten getrennt behandelt. Auf Nutzung der ambipolaren Diffusionsgleichung wird im gesamten IGBT verzichtet. Die Ladungsträgerverteilung wird an den diskret vorliegenden finiten Elementen des IGBTs mithilfe der Methode der finiten Differenzen ermittelt.
- Die Ladungsträgerverteilung folgt aus der Löcher- und Elektronendichten an den diskretisierten Orten. Die Verteilung ist abhängig von der Dotierungsänderung an den jeweiligen Dotierübergängen. Die Ladungsträgerverteilung bestimmt die Spannungsdifferenzen und die Stromaufteilung zwischen den Punkten in Abhängigkeit der äußeren Bedingungen.
- Spannungen zwischen diskreten Orten werden unter Rücksicht der Kirchhoffschen Gesetze ermittelt. Die Ströme und deren Komponenten müssen zu den Spannungsabfällen passen. Der Spannungsabfall über der Raumladungszone des IGBT erfolgt aus den Spannungen am MOSFET-Steuerkopf. Daraus wird mit der Poissonsgleichung die Weite der Raumladungszone berechnet, die jedoch nur Einfluss auf die im Modell verwendeten Transitzeiten hat.
- Die Hochfeldbeweglichkeit ist nicht berücksichtigt. Die Kapazitäten im Modell werden ausschließlich aus dem MOSFET-Kopf abgeleitet. Die Millerkapazität ist Spannungsabhängig ohne Rücksicht mobiler Ladungsträger implementiert. Das „Self-Turn-Off“-Verhalten ist damit physikalisch unkorrekt implementiert, weshalb kritische Ansteuerbedingungen nicht für das Modell geeignet sind.

## c) Das Fourier-Modell

Ein anderer Lösungsansatz bei der Modellierung von Leistungshalbleiterbauelementen innerhalb von Schaltkreissimulatoren ist das Bestimmen der Ladungsträgerverteilung durch eine Fourierentwicklung. Diese Variante wurde erstmalig 1997 von Leturcq [Letu1997] gezeigt und erfolgte am Beispiel einer Diode.

Im Folgenden wird hauptsächlich auf die Ermittlung der Ladungsträgerverteilung aus Fourierreihen eingegangen, da der übrige Teil des IGBT je nach Verfahren beliebig gelöst werden kann. Eine Diskretisierung des Plasmabereiches ist zwar nicht unbedingt erforderlich, wird aber nach Palmer [Palm2002] empfohlen, der sieben Punkte und damit sechs diskretisierte Bereiche vorschlug. Das sind nicht zu viele Punkte womit ein guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenleistung gefunden wurde. An jedem diskreten Bereich erfolgt eine Aufstellung der Fourierreihen. Die Fourierreihe selbst ist durch diskrete Terme zusammengesetzt, die in jedem Zeitschritt neu ermittelt werden. Mit den Fourierkoeffizienten der einzelnen Terme wird eine analytische Abhängigkeit der Ladungsmenge ausgedrückt, die den transienten Verlauf der Ströme bestimmt. Ein IGBT-Modell mit einer Fourier-Reihen-Entwicklung zur Lösung der Ladungsträgerverteilung wurde von Palmer [Palm2001] und seinen Mitarbeitern ([Kang2002], [Kang2003]) vorgestellt.

Nach Palmer ([Palm2001], [Palm2002]) wird wie bei Leturcq [Letu1997] die Ladungsträgerverteilung in einer Dimension numerisch nachempfunden. Es gelten für die Plasmazone High-Level-Bedingungen. Daher wird von der ambipolaren Diffusionsgleichung (Gleichung 2.3-1) ausgegangen. Die wird durch eine Fourierzerlegung gelöst. Die Weite der Basiszone muss ebenso bekannt sein wie die Elektronen- und Löcherströme, die an der Abgrenzung der Plasmazone entsprechend Abb. 2.3-14 fließen. Daraus werden für den Plasmabereich die Gradienten des eingrenzenden Plasmabereichs ermittelt. Wie beim Münchener Modell sieht man auch hier, dass die Plasmazone wegen dem beidseitigen Ausräumen eher für Dioden als für IGBTs passen.

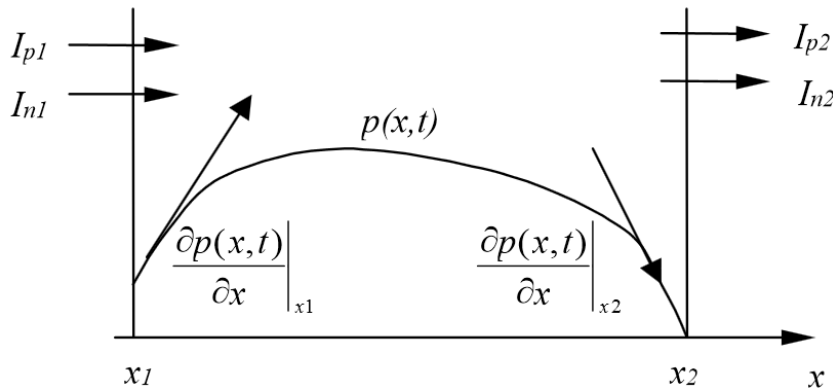


Abb. 2.3-14: Die Ladungsträgerverteilung mit den Gradienten an den Grenzen  $x_1$  und  $x_2$  nach Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung nach dem Fourier-Modell (Quelle: [Palm2002])

Im Plasmabereich folgt die Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung. Die Lösung führt entsprechend Abb. 2.3-14 zu einem Gradienten an Grenzen der Plasmazone. Nach Leturcq [Letu1997] liegt folgender Lösungsalgorithmus vor:

Ist die Plasmazone örtlich an den Stellen  $x_1$  und  $x_2$  eingegrenzt, kann die ambipolare Diffusionsgleichung durch Fouriertransformation ermittelt werden. An diesen Abgrenzungen müssen die Elektronen- und Löcherströme bekannt sein. Daraus werden die Ladungsträgergradienten an den Grenzflächen bestimmt. Die Elektronenströme ergeben sich aus den Stromdichten bei Kenntnis der aktiven Fläche. Es müssen damit die Elektronen- und Löcherströme ( $I_n$  und  $I_p$ ) an den Grenzen  $x_1$  und  $x_2$  zur Verfügung stehen. Die Ladungsträgergradienten sind vom Strom an den Rändern und damit von den Betriebspunkten abhängig. Sie ergeben sich aus den Gleichungen 2.3-44 und 2.3-45:

$$\left. \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \right|_{x_1} = \frac{1}{2 \cdot q \cdot A} \cdot \left( \frac{I_n(x_1)}{D_n} - \frac{I_p(x_1)}{D_p} \right) \quad (2.3-44)$$

$$\left. \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \right|_{x_2} = \frac{1}{2 \cdot q \cdot A} \cdot \left( \frac{I_n(x_2)}{D_n} - \frac{I_p(x_2)}{D_p} \right) \quad (2.3-45)$$

Die ambipolare Diffusionsgleichung kann mit diskreter Fouriertransformation in beliebig viele lineare Differenzialgleichungen erster Ordnung zerlegt werden. Die Ladungsträgerverteilung folgt dann aus 2.3-46:

$$p(x, t) = d_0(t) + \sum_{k=1}^{\infty} p_k(t) \cdot \cos\left(\frac{k \cdot \pi \cdot (x - x_1)}{x_2 - x_1}\right) \quad (2.3-46)$$

An den Grenzen  $x_1$  und  $x_2$  wird mindestens an einer Grenze der Wert  $p$  auf null gesetzt. Dieses gilt auch bei örtlicher Verschiebung dieser Grenzen. Bei festen Grenzen wie bei PN-Übergängen kann die Löcherdichte auf einen festen Wert größer als null gesetzt werden. Das ist eine Form der Näherung. Die Koeffizienten können nach 2.3-47 und 2.3-48 ermittelt werden.

$$p_0(t) = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} p(x, t) dx \quad (2.3-47)$$

$$p_k(t) = \frac{2}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} p(x, t) \cdot \cos\left(\frac{k \cdot \pi \cdot (x - x_1)}{x_2 - x_1}\right) dx \quad (2.3-48)$$

Das Fourier-Netzwerk führt bei gegebenen Grenzen und den dort existierenden Strömen zu einer Ladungsträgerdichte an den Grenzen. Daraus ergibt sich ein neues  $x_1$  bzw.  $x_2$  für den nächsten Zeitschritt. Wie sich  $x_2$  verkleinert, so wächst auch die Raumladungszone.

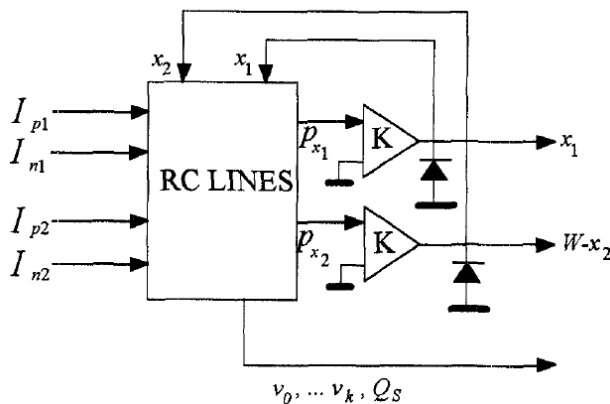


Abb. 2.3-15: Das Lösungsprinzip nach dem Fourier-Modell nach einem equivalenten elektrischen Schaltkreis (vgl. [Letu1996])

In Abb. 2.3-15 werden die Löcherkonzentrationen an  $x_1$  und  $x_2$  einem Operationsverstärker zugeführt. Dessen Ausgang wird so eingestellt, dass während eines Zeitschrittes der Kreislauf so oft durchgeführt wird, dass keine weitere Änderung der Werte  $x_1$  und  $x_2$  (und damit  $w_{RLZ}$ ) erforderlich ist. Die Löcherdichten an den Punkten  $x_1$  und  $x_2$  sind dann im Rahmen der beabsichtigten Toleranz nahe null bzw. nahe einem festen endlichen Wert. Die konkrete Lösung der Fourierparameter ist in der Arbeit von Leturcq [Letu1996] entnehmbar.

Leturcq zeigte die Lösung am Beispiel einer Leistungsdiode. Am Beispiel des IGBTs wurde das von Kang [Kang2002] gezeigt. Das Lösungsprinzip ändert sich dabei nicht, nur die Komponentenströme werden anders gewonnen, z.B. entspricht der Elektronenstrom an der Grenze  $x_2$  in Abb. 2.3-14 dem Kanalstrom vom MOSFET-Kopf. Die Stromkomponenten an der Stelle  $x_2$  sind durch die Halbleitercharakteristiken an der dortigen Grenzfläche bestimmt. Laut Kang [Kang2002] ist dies beim FS-IGBTs eine Funktion aus der FS-Breite, der dort geltenden Diffusionseigenschaften (Diffusionslänge, Diffusionskonstante) und der Löcherdichten an den beiden Feldstoppübergängen (einmal zum Emitter und einmal zur Basiszone). Die Dicke und die Dotierung der Feldstoppzone bewirken eine Änderung der Ströme an der Grenzfläche der Basiszone zur Feldstoppzone im Vergleich zur Grenzfläche zwischen p-Emitter und Feldstoppzone. Die Berechnungsroutine für die Kapazitäten und die Weite der Raumladungszone wurden von Kang [Kang2003] gezeigt.

Es handelt sich um durchweg analytische Berechnungen mit starken Vereinfachungen. Die Weite der Raumladungszone folgt aus der Poissongleichung ohne Rücksicht mobiler Ladungsträger. Ebenso findet sich kein Hinweis auf eine Berücksichtigung der Hochfeldbeweglichkeit. Die Millerkapazität ( $C_{GC}$ ) wird aus einigen geometrieabhängigen Konstanten und der Weite der Raumladungszone bestimmt. Die Millerkapazität ist damit weder Strom- noch Feldstärke abhängig modelliert.

Das Abschalten wurde bei normalen Betriebsbedingungen mit einer Messung verglichen. Während Strom und Spannung dabei im Wesentlichen übereinstimmten, ist die Gate-Emitterspannung mit Oszillationen überlagert, deren Ursache falschen Fourierparametern zugeschrieben wurde. Bei kritischen Schaltbedingungen ist zu erwarten, dass auch bei richtigen Fourierparametern falsche Ergebnisse geliefert werden, da innerhalb der simulierten Millerkapazität der „Self-Turn-Off“-Prozess nicht korrekt entsprechend der differentiellen Feldstärke modelliert wurde. Für einfache Schaltungen jedoch kann das Modell genutzt werden, beispielsweise für die Berechnung temperaturabhängiger Schaltverluste. Das Fouriermodell ist besonders durch die für die Fourieranalysen nötigen Zeitkonstanten problematisch. Daher beschäftigten sich die Mitarbeiter von Palmer wie z.B. Kang [Kang2003] auch intensiv mit der Extraktion der Zeitkonstanten aus Messungen.



- Das Fourier-Modell ermöglicht die Simulation von einfachen Einschalt- und Ausschaltprozessen.
- Innerhalb des IGBT werden die Löcher- und Elektronenstromkomponenten getrennt behandelt. Die Ladungsträgerverteilung wird aus der Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung gewonnen.
- Die Weite der Raumladungszone wird beim Abschaltvorgang aus der Ladungsträgerverteilung aus der ambipolaren Diffusionsgleichung gewonnen. Deren Lösung erfolgt durch Fourierreihenzerlegung.
- Die Fourierreihenzerlegung erfordert eine hohe Genauigkeit bezüglich der verwendeten Zeitkonstanten. Diese sind in der Regel nur verhaltenstheoretisch zu modellieren. Der Abschaltvorgang ist betriebspunktabhängig und damit sind das auch die Zeitkonstanten. Das führt zu einem Modell, welches trotz detaillierter physikalischer Genauigkeit wie ein verhaltenstheoretisches Modell wirkt.
- Für die Simulation eines FS-IGBT sind neben der Dicke der FS-Schicht auch deren Dotierung, Dicke und die Diffusionslänge der darin befindlichen Ladungsträger nötig.
- Die Hochfeldbeweglichkeit ist nicht berücksichtigt. Die Kapazitäten im Modell werden aus geometrischen Kenntnissen der IGBT-Struktur ermittelt. Beim Abschaltvorgang werden die Kapazitäten in jedem Zeitschritt neu berechnet, sofern sie sich ändern.
- Die Millerkapazität ist Spannungsabhängig ohne Rücksicht mobiler Ladungsträger implementiert. Das „Self-Turn-Off“-Verhalten ist damit physikalisch unkorrekt implementiert. Für Simulationen kritischer Ansteuerbedingungen ist das Fouriermodell nicht geeignet.

### 2.3.3 Numerische Simulation in Bauelement- und Schaltkreissimulatoren

Bei einer numerischen Simulation ist das betrachtete Bauelement in mindestens einer Dimension rechnerisch in unterschiedlich große Teile zerlegt. Der Grad der Unterteilung ist nach der geforderten Genauigkeit und Möglichkeit einer stabilen Lösung auszurichten. Die Berechnung erfolgt entweder durch Methode der finiten Differenzen oder die der finiten Elemente. Die letztere Methode ist stabiler und führt zu einer schnelleren Konvergenz der Lösung, was vor allem für die Simulation dynamischer Vorgänge vorteilhaft ist [Hamo1982]. Daher hat sich die Methode der finiten Elemente in Bauelementsimulatoren durchgesetzt.

In Bauelementsimulatoren Medici [Medici] und auch Dessis [Schrö2006, S.37] werden Halbleitergleichungen in jedem Einzelnen finiten Element berechnet. Das gestattet detaillierte eine physikalische Implementierung, wie z.B. auch die Betrachtung von Minoritätsladungsträgern. Auch die Ladungsträgerlebensdauer kann räumlich unterschiedlich sein. So kann durch Nutzung von reinen Bauelementsimulatoren auf

bauelementinterne Charakteristiken meist sehr präzise und physikalisch hingewiesen werden, dennoch können die dabei erzielten Ergebnisse die Realität nicht in jedem Fall exakt wiedergeben. Die zahlreichen Abhängigkeiten, die in Bauelementsimulatoren zur Verfügung stehen, täuschen oft eine zu starke Exaktheit der Ergebnisse vor. Aufgrund der Unsicherheiten hinsichtlich von Lebensdauern und Beweglichkeiten [Schrö2006, S. 38 u. 46] werden selbst in Bauelementsimulatoren teilweise empirische Abhängigkeiten dafür verwendet. Eine rein mathematische Herleitung wäre dabei entweder ungenauer oder kaum möglich. Daher gibt es zahlreiche Arbeiten für die Modellierung effektiver Beweglichkeiten und Lebensdauern aus Fitparametern wie das Lappe und Fischer [Lappe1993] feststellten.

Trotz umfangreicher Berechnungen zur Beweglichkeit geben selbst auf finite Methoden basierende Bauelementsimulatoren die Realität nur bedingt wieder. Das zeigte sich auch anhand von Vergleichen verschiedener Bauelementsimulationen mit gemessenen Schaltverläufen. Durch Kenntnisse der Eigenschaften und Betriebsbedingungen sind hier besonders für Schaltkreissimulatoren Vereinfachungen gestattet. Das gilt u.a für Konzentrationsabhängigkeit der Beweglichkeit. So werden bei Kopplung der FEM in Schaltkreissimulatoren wie beim Münchener Modell ([Goeb1994], [Vogl1997], [Schlö1999]) bei sperrenden Bauelementen bereits gute Näherungen erzielt, wenn man örtlich begrenzt innerhalb des Halbleitermodells von konzentrationsunabhängigen Beweglichkeiten ausgeht.

Ein weiteres Problem besteht darin, dass bei Bauelementsimulatoren auch nur aus Gründen einfacherer Berechnungen auf Näherungen zurückgegriffen wird. Das ist besonders der Fall bei den Näherungen für die Ladungsträgermobilität. Neben der Matthiesen-Regel wird auch die Berechnung der Geschwindigkeit bei hohen Feldern einigen Bauelementsimulatoren nur genähert. Hier besteht die Möglichkeit, die korrektere Ladungsträgermobilität, wie nach Canali [Cana1975] empirisch ermittelt, in den Schaltkreissimulator einzubeziehen.

Der Fortschritt der Schaltungssimulation liegt in analytischer Beschreibung bei Nutzung einiger numerischer Verfahren. Ein ausschließlich numerisches auf Finite-Elemente oder Finite Differenzen beruhendes Modell wäre zwar weitgehend physikalisch fundiert, jedoch würde das die Schaltkomplexität und die Simulationszeit stark einschränken. Zudem ist ein solch komplexes Modell nicht allein aus Messungen parametrierbar. Auf die einfache Parametrierbarkeit wurde beim Ladungsträger-Extraktionsmodell besonders viel Wert gelegt.

## 3. Das Ladungsträgerextraktionsmodell

### 3.1 Entwicklung des Modells

Ein vereinfachtes Vorgängermodell des Ladungsträgerextraktionsmodells ist auf der IECON 2006 [Eckel2006] und der EPE 2007 [Eckel2007] vorgestellt worden.

Das Ladungsträgerextraktionsmodell teilt den IGBT in einen Steuerkopf und eine niedrig dotierte Basiszone mit Rückseitenemitter. Innerhalb der Basiszone wird die Plasmazone in einer Dimension längs des IGBTs nachempfunden. Der Steuerkopf wird durch Kondensatoren und gesteuerte Stromquellen beschrieben. In der Beschreibung des MOSFET-Steuerkopfes, der Basiszone und der Nachbildung des Stroms durch die Miller-Kapazität unterscheidet sich das Ladungsträgerextraktionsmodell von anderen Schaltkreismodellen.

Grundidee des Modells ist, dass das Ausschalten des IGBT durch das Ausräumen des Plasmas bestimmt ist. Die Plasmakonzentration zu Beginn des Ausschaltvorgangs entspricht der während des Leitens. Der Ladungsträgerabbau durch Rekombination während des Schaltvorgangs wird genauso vernachlässigt wie die Diffusion im Rückseitenemitter. Die durch Avalanche generierten Ladungen werden beim Abschalten berücksichtigt, sofern die dafür nötigen Feldstärkebeziehungen im IGBT vorliegen. Das Ladungsträgerextraktionsmodell ist ausschließlich für den Abschaltvorgang vorgesehen.

Mit diesem Modell werden folgende Ziele verfolgt:

- Möglichkeiten der Simulation des Ausschaltens des IGBT mit einer ausreichenden Genauigkeit, um die Wechselwirkung zwischen dem IGBT und komplexen Ansteuerschaltungen simulieren zu können.
- Das Ausräumen des Plasmas und auch der Strom durch die Miller-Kapazität sollen physikalisch fundiert wiedergegeben werden. Der Einblick in die physikalischen Vorgänge im Inneren des IGBT während der Schaltflanken soll damit gewährt sein und ein besseres Verständnis für Ursachen und Wirkungen beim Eingriff der Ansteuerung auf den IGBT ermöglichen.
- Verzicht auf rechenintensive Finite-Elemente-Berechnungen
- Parametrierbarkeit des Modells durch zerstörungslose Messungen, die eine Unabhängigkeit von Herstellerangaben zu bauteilinternen Größen gewährleisten.

## 3.2 Die Teilkomponenten des Modells

### 3.2.1 Die Basiszone

Die Basiszone des IGBTs ist die niedrig dotierte mittlere Zone, in der die Spannung beim Sperren abfällt. Sie nimmt in HV-IGBTs eine dominierende Rolle ein, da sie die übrigen Zonen des IGBTs in den Abmessungen deutlich übertrifft. Die Basiszone ist im Durchlass vollständig mit Ladungsträgern so überflutet, dass Hochinjektion angenommen werden kann. Das bedeutet, dass die Ladungsträgerdichte der Löcher genauso groß ist wie die Dichte der Elektronen und dass die Dotierung gegenüber den Ladungsträgerdichten vernachlässigbar klein ausfällt. Bei Hochinjektion bezeichnet man die Ladungsträger auch als Plasma. Bei Vernachlässigung von Rekombinationen innerhalb der Basiszone verläuft die Ladungsträgerdichte streng linear entlang eines Schnittes verikal durch den IGBT. Die Höhe der Ladungsträgerdichten an den äußeren Grenzen der Basiszone ist hier als Aufhängepunkt für die Ladungsträgerverteilung betrachtbar und wird im realen Bauelement von den physikalischen Eigenschaften wie der Temperatur, der Stromdichte und der Charakteristik der angrenzenden hochdotierten Bereiche bestimmt.

Wird der Abschaltvorgang eingeleitet, erfolgt eine emitterseitige Ausräumung des Plasmas. Die Basiszone kann sich während des Abschaltvorganges in Plasmazone (Zone 1), Diffusionszone (Zone 2) und Raumladungszone (Zone 3), wie in Abb. 3.2-1 gezeigt, unterteilen.

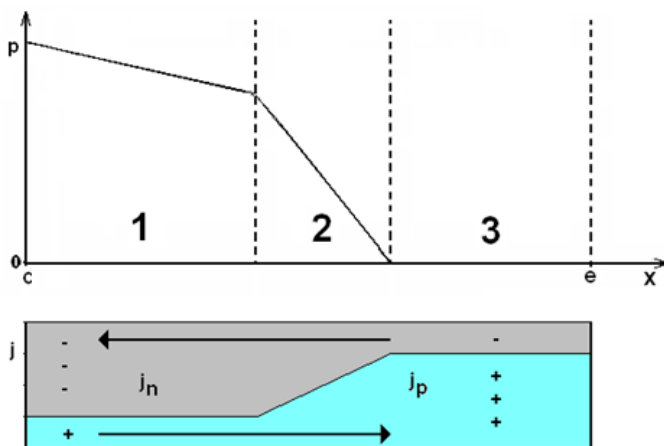


Abb. 3.2-1: Plasmazone (1), Diffusionszone (2), und Raumladungszone (3) während des Abschaltvorgangs in örtlich einer Dimension durch den IGBT

Es sind für die Simulation durch das Ladungsträgerextraktionsmodell bestimmte Annahmen gemacht worden, um das Schaltverhalten zu vereinfachen. So wird davon ausgegangen, dass in der Plasmazone (Zone 1 in Abb. 3.2-1) kein Diffusionsstrom fließt. Die Diffusion ist in der Realität hier so gering, dass sie in dieser Zone vernachlässigt werden kann. Der Diffusionsstrom fließt ausschließlich in der Diffusionszone (Zone 2). Er

räumt an der Grenze zwischen Plasma und Raumladungszone die Ladung aus. Der Driftstrom wird in der Diffusionszone vernachlässigt. Dadurch kann angenommen werden, dass die Ladungsträgerbewegung aufgrund des Gradienten des Ladungsträgerberges resultiert (Gleichung 3.2-1).

$$j_{p,Diff} = -q \cdot D_A \cdot \underbrace{\frac{dp}{dx}}_{\text{variabel}} \quad (3.2-1)$$

Elektronen werden in der Diffusionszone ausgeräumt, indem sie in Richtung des (positiv geladenen) Kollektors bewegt werden. Die Löcher bewegen sich zum (negativ gegenüber dem Kollektor geladenen) Emitter über die Raumladungszone. Entsprechend der Größe des Diffusionsstroms bildet sich ein Ladungsträgergradient, welcher im Ladungsträgerextraktionsmodell aus der Differenz der Löcherstromdichten der beiden jeweils angrenzenden Übergänge nach Gleichung 3.2-2 berechnet wird.

$$j_{p,Diff} = j_{p,RLZ} - j_{p,Plasma} \quad (3.2-2)$$

Kollektorseitig erfolgt während der Ausräumung keine Absenkung der Ladungsträgerkonzentration. Aus Kenntnis der aktiven Fläche erhält man aus den Stromdichten die jeweiligen Ströme. Die Löcherströme in den angrenzenden Zonen liegen durch verschiedene Annahmen vor, wobei jeweils vom Gesamtstrom ausgegangen wird, welcher durch die äußere Beschaltung zu jedem Zeitpunkt vorliegt.

In der Plasmazone wird davon ausgegangen, dass sich die dortigen Ladungsträgerströme wie die (Niedrigfeld-)Beweglichkeiten der beiden Ladungsträgersorten verhalten. Das ist zulässig, wenn wie hier nur der Driftstrom, also der vom elektrischen Feld verursachte Strom, als allein ausschlaggebend für die Bewegung der Ladungsträger betrachtet wird. Dann gilt Gleichung 3.2-3 und die Elektronenströme verhalten sich zu den Löcherströmen wie die Elektronenbeweglichkeiten zu den Löcherbeweglichkeiten.

$$\vec{j}_{ges} = \vec{j}_{n,Drift} + \vec{j}_{p,Drift} = \mu_n \cdot q \cdot n \cdot \vec{E} + \mu_p \cdot q \cdot p \cdot \vec{E} \quad (3.2-3)$$

Bei Hochinjektion ( $n=p$ ) verhält sich der Elektronenstrom zum Gesamtstrom wie  $\mu_n$  zu  $\mu_n + \mu_p$  und der Löcherstrom zum Gesamtstrom wie  $\mu_p$  zu  $\mu_n + \mu_p$ . Daraus ergibt sich innerhalb der Plasmazone die Gleichung 3.2-4.

$$j_{n,Drift} = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot j_{p,Drift} \quad (3.2-4)$$

Die Löcherstromdichte innerhalb der Plasmazone erfolgt aus der Kenntnis des Elektronenstroms durch den n-Kanal des MOSFET-Steuerkopfes und der Gesamtstromdichte nach Gleichung 3.2-5.

$$\vec{j}_{p,RLZ} = \vec{j}_{ges} - \vec{j}_{n,RLZ} \quad (3.2-5)$$

Die Elektronenstromdichte ( $j_n$ ) folgt im Kontext der Transferkennlinie aus der Gate-Emitterspannung. In der Raumladungszone bewirken die abfließenden Löcher eine zusätzliche Feldaufteilung. Das entspricht auch den Verhältnissen in der Realität. Innerhalb der Raumladungszone werden die Ladungsträger durch die Feldstärke beeinflusst. Ausgehend von der Hochfeldbeweglichkeit wird eine mittlere Löcherstromdichte in der Raumladungszone und daraus die Löcherladungsträgerdichte ermittelt.

Innerhalb der Raumladungszone ergibt sich eine Feldstärkeaufteilung entsprechend der Gleichung 3.2-6. Die Ladungsträgerdichten folgen aus den Stromdichten, der Elementarladung ( $q$ ) und den feldstärkeabhängigen Geschwindigkeiten ( $v_n$  und  $v_p$ ) der Ladungsträger.

$$\frac{d\vec{E}(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon} \cdot \left( N_D + \frac{\vec{j}_{p,RLZ}}{q \cdot v_p(E)} - \frac{\vec{j}_{n,RLZ}}{q \cdot v_n(E)} \right) \quad (3.2-6)$$

Entsprechend dem Feldstärkegradienten ergibt sich eine variable Ladungsträgerkonzentration. Das ist analytisch nur über einen Umweg möglich und wurde anhand eines Wichtungsfaktors realisiert, der die mittlere Ladungsträgergeschwindigkeit entlang der Raumladungszone in Abhängigkeit der Feldstärkespitze wiedergibt. Dieser Faktor ließ sich aus einer numerischen Integration über den nach Canali [Cana1975] existierenden Feldstärkeabhängigkeiten ermitteln. Die Wichtungsfaktoren ändern sich in Abhängigkeit der ermittelten Maximalfeldstärke und sind in den Parametern  $k_{orn}$  und  $k_{orpp}$  wie in den Gleichungen 3.2-7 und 3.2-8 enthalten.

$$k_{orn} = \frac{v_{RLZ,n}}{v_n(E_{max})} \quad (3.2-7)$$

$$k_{orpp} = \frac{v_{RLZ,p}}{v_p(E_{max})} \quad (3.2-8)$$

Die Wichtungsfaktoren sind die Verhältnisse der mittleren Ladungsträgergeschwindigkeiten ( $v_{RLZ,n}$  und  $v_{RLZ,p}$ ) zu der Geschwindigkeit, die der Geschwindigkeit beim gegenwärtigen Zeitschritt vorherrschenden maximalen Feldstärke entsprechen würde. Die hochfeldabhängige Ladungsträgergeschwindigkeit ergibt sich aus der Gleichung 2.1-17. Das Integral dieser Gleichung über der Feldstärke mit den Integrationsgrenzen null und

$E_{\max}$  führt nach Division durch die Maximalfeldstärke auf eine mittlere Ladungsträgergeschwindigkeit ( $v_{RLZ}$ ) in der Raumladungszone nach Gleichung 3.2-9.

$$v_{RLZ,n/p} = \frac{1}{E_{\max}} \cdot \int_0^{\bar{E}} v_{n/p}(E) \cdot dE \quad (3.2-9)$$

Diese mittlere Ladungsträgergeschwindigkeit steht zu einem bestimmten Verhältnis zur Maximalfeldstärke, welches numerisch festgelegt ist und deren Wert selbst eine Funktion dieser maximalen Feldstärke ist. Das Integral ist nur numerisch ausrechenbar und muss in der durchgeführten Schaltkreissimulation mit Ladungsträgerextraktionsmodell vorliegen. Durch die Wichtungsfaktoren wird der Sachverhalt berücksichtigt, dass aufgrund des Feldstärkeanstiegs in der Raumladungszone die Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger allmählich in die Sättigungsgeschwindigkeiten übergeht. Das wirkt sich nach Gleichung 3.2-6 auf den Feldstärkeverlauf aus. Dadurch ist der Feldstärkegradient bei kleinen Feldstärken etwas steiler als bei Feldstärken, bei denen sich die Ladungsträger bereits der Sättigungsgeschwindigkeit angenähert haben. Der steilere Feldstärkegradient bei kleineren Feldstärken ist vor allem bei der Parameterextraktion zu berücksichtigen. Aus diesem Grund erfolgt die Berechnung der Weite der Raumladungszone bei der Parameterextraktion an diskreten Punkten. Das wurde mit einem ausgelagerten C<sup>++</sup>-Programm realisiert.

Kollektor-Emitterspannung, Gesamtstrom und die angenommene Dotierung eingelesen. Die feldstärkeabhängige Ladungsträgerdichte wird diskret alle 0,1µm ermittelt und es erfolgt die Berechnung der zu den drei Eingabewerten passenden Weite der Raumladungszone. Dies wird vom Programm so gewährleistet, dass eine inkrementelle Feldstärke in jedem 0,1µm weiten Abschnitt ermittelt wird. Damit ist auch der Spannungsabfall im jeweiligen Abschnitt bekannt und wird dem bis zu diesem Abschnitt ermittelten Wert zu einem Gesamtspannungsabfall hinzuaddiert. Der Abbruch der Routine erfolgt bei der Bedingung, in der die eingegebene Kollektor-Emitterspannung dem numerisch integrierten Spannungsabfall über der gesamten Weite der Raumladungszone entspricht. Dies wurde nach folgender Routine programmiert:

Die Integration startet beim ersten gewählten Abschnitt ( $\Delta x$ ) bei der Laufvariable null ( $n=0$ ) und führt nach der ersten Summe (bei  $n=1$ ) zu einer ermittelten Feldstärke ( $E_1$ ) nach Gleichung 3.2-10:

$$E_1 = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot \Delta x_1 \quad (3.2-10)$$

Es wird (für  $n>1$ ) nur die Löchergeschwindigkeit bei Berechnung der Ladungsträgerkonzentration im jeweils betrachteten örtlichen Abschnitt ( $\Delta x$ ) herangezogen um die Löcherdichte in diesem Abschnitt zu erhalten.

Die Löchergeschwindigkeit wird nach Canali [Cana1975] berechnet. Die ist feldstärkeabhängig und ändert sich in jedem örtlichen Abschnitt. Damit ändert sich auch die Ladungsträgerkonzentration in jedem Teilabschnitt, da sich die Feldstärke jeweils ändert. Es wird in jedem Abschnitt die inkrementelle Feldstärke ( $\Delta E_{n,n+1}$ ) nach Gleichung 3.2-11 berechnet.

$$\Delta E_{n,n+1} = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot \left( N_D + \frac{I_p}{A \cdot q \cdot v_p(E_n)} \right) \cdot \Delta x \quad (3.2-11)$$

Der Startwert für die Spannung und die Feldstärke vor Beginn der ersten Integration wurde auf null gesetzt ( $n=0$ ). Die Berechnung des Spannungsabfalls bis zur  $n$ -ten Summation wurde nach Gleichung 3.2-12 vorgenommen.

$$U_{n+1} = U_n + 0.5 \cdot (2 \cdot E_n + \Delta E_{n,n+1}) \cdot \Delta x \quad (3.2-12)$$

Die Feldstärke wird nach jeder Summation nach Gleichung 3.2-13 der bis dahin ermittelten Feldstärke hinzuaddiert.

$$E_{n+1} = E_n + \Delta E_{n,n+1} \quad (3.2-13)$$

Nach Erfüllen der Abbruchbedingung ( $U_{n+1} > \text{eingegabene Spannung}$ ) wird die Anzahl der numerisch aufsummierten Abschnitte mit der Abschnittweite summiert und als Weite der Raumladungszone ausgegeben. Die entspricht dann natürlich der Summe aller  $0,1\mu\text{m}$  weiten Teilabschnitte. Eine noch feinere Unterteilung als die örtliche Schrittweite von  $0,1\mu\text{m}$  führt zu keinen wesentlichen Unterschieden. Die Genauigkeit auf die gewählte Schrittweite ist für die Anwendung des Ladungsträgerextraktionsmodells völlig ausreichend.

Die mittlere Ladungsträgergeschwindigkeit erlaubt die Ermittlung der Wichtungsfaktoren in Abhängigkeit der feldstärkeabhängigen Geschwindigkeitsverläufe entlang der Raumladungszone. Dies gestattet, dass Gleichung 3.2-6 in eine analytische integrierbare Gleichung überführt werden kann. Das ermöglicht die Berechnung des Spannungsabfalls über der Raumladungszone durch eine dann analytische Integration nach Gleichung 3.2-14.

$$U_{CE} = \int E \cdot dx \quad (3.2-14)$$

Die Annahmen für die Gesetze innerhalb der Basiszone wurden überprüft anhand von Finite-Elemente-Simulationen (Programm Medici) eines  $6,5\text{kV}$ -IGBTs. Es wurde eine Abschaltung zu verschiedenen Zeitpunkten analysiert. Dafür wurden bei diesen



Zeitpunkten die physikalischen Charakteristiken wie der Feldstärkeverlauf, die Ladungsträgerdichten und deren Stromkomponenten entlang eines Ladungsträgerschnitts vertikal durch das Bauelement ermittelt. Die Schnitte wurden auch dafür genutzt, um zu testen, inwiefern eine eindimensionale Betrachtung des Abschaltens gestattet ist. So wurde wie in Abb. 3.2-2 rechts einmal ein Schnitt leicht neben der emitterseitigen p-dotierten Zone und einmal, wie z.B. in Abb. 3.2-3 rechts, durch einen Pfeil markiert, am Rand des Zellbereichs platziert.

Mit den Abbildungen 3.2-2 bis 3.2-5 wird die Zulässigkeit der Annahmen in den drei Zonen aus Abb. 3.2-1 bestätigt. Da die Löcherdichte wegen  $n=p$  bis auf den hochdotierten Außenbereichen nahe der Elektroden wie die der Elektronendichte ausfällt, wurde in Abb. 3.2-2 nur eine Ladungsträgersorte, hier die Elektronen bei verschiedenen Zeitpunkten der Abschaltung gezeigt. In Abb. 3.2-2 sieht man, dass die Elektronen emitterseitig ausgeräumt werden. Die Ladungsträger sinken kollektorseitig erst dann, wenn der Tailstromabriss erfolgt und alle anderen freien Ladungsträger weitestgehend aus dem Bauelement extrahiert wurden.

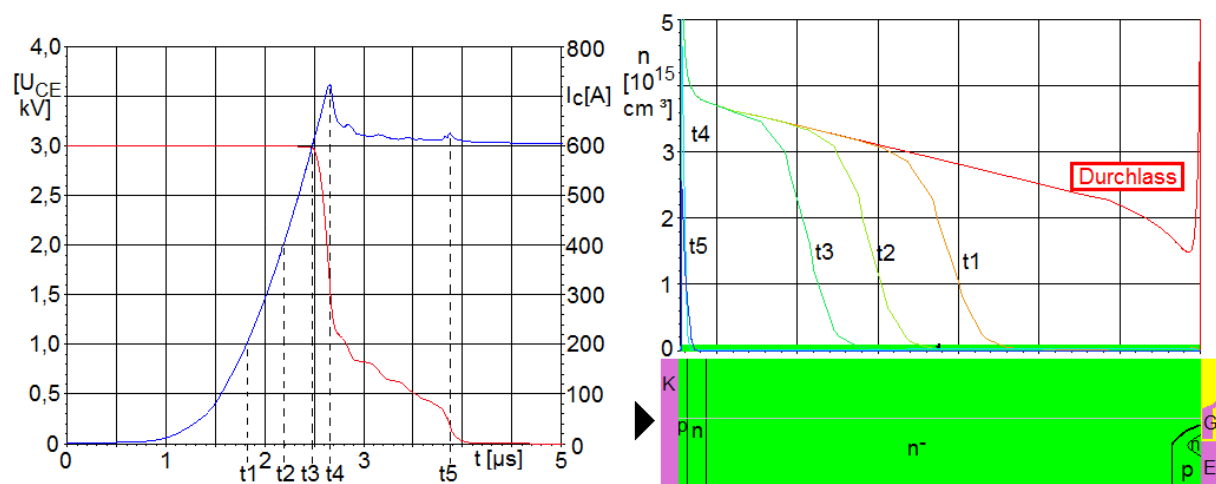


Abb. 3.2-2: FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs ( $I_N=600A$ ) ohne Rand und ohne Gegenkoppelinduktivität bei  $U_Z=3,0kV$ ,  $I_C=600A$ ,  $R_G=20\Omega$ ,  $25^\circ C$  mit eingeschlossener Avalanche-generation; links: Strom- und Spannungsverlauf, rechts: Ladungsträgerkonzentration in den ausgewählten Betriebspunkten entlang eines vertikalen Schnittes durch die IGBT-Zelle.

Zu den verschiedenen Zeitpunkten wurden die Stromdichten zweidimensional untersucht. Im Durchlass sind die Stromdichten homogen verteilt und ändern sich damit nur in einer Dimension, entlang der vertikalen Richtung. In Abb. 3.2-3 sieht man links die Löcher- und Elektronenstromdichten im Durchlass. Hier wurde örtlich der gleiche Schnitt wie in Abb. 3.2-2 nahe der hochdotierten p-Zone am Emitter verwendet. Daher deckt sich die zusätzlich eingezeichnete Elektronendichte aus Abb. 3.2-3 mit dem rechten Bild aus Abb. 3.2-2.

In Abb. 3.2-3 sieht man jeweils in der Plasmazone, dass sich die Teilstromdichten im Durchlass wie die Mobilitäten der Ladungsträger zueinander verhalten. Der Elektronenstrom ist etwa dreimal so groß wie der Löcherstrom, was dem Verhältnis von  $\mu_n$  zu  $\mu_p$  entspricht. Damit verhält sich der Elektronenstrom zum Gesamtstrom wie  $\mu_n$  zu  $\mu_n + \mu_p$  und der Löcherstrom zum Gesamtstrom wie  $\mu_p$  zu  $\mu_n + \mu_p$ . Dadurch bestätigt sich die Richtigkeit der Annahme, dass der Diffusionsstrom in der Plasmazone vernachlässigbar ist. Rechts in Abb. 3.2-3 sieht man die Elektronen- und Löcherstromdichten in den Zeitpunkten t1, t2 und t3. Der Schnitt wurde in den Außenbereich einer simulierten IGBT-Zelle platziert, da sich in der 2. Dimension längs des IGBTs beim Abschalten nahe dem Emitter die Elektronen- und Löcherdichten gegenseitig beeinflussen.

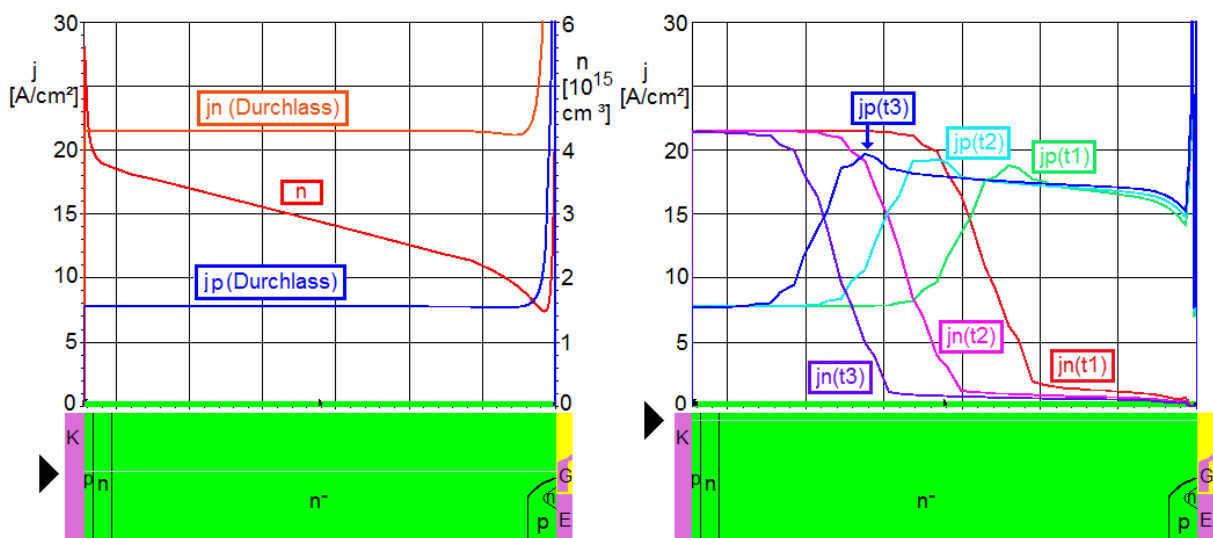


Abb. 3.2-3: FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs ( $I_N=600\text{A}$ ) ohne Rand und ohne Gegenkoppelinduktivität bei den gleichen Betriebspunkten wie in Abb. 3.2-2; links: die Elektronen – und Löcherstromdichten entlang des markierten Schnittes längs durch den IGBT mit der Elektronendichte im Durchlass, rechts: die Elektronen-Löcherkomponenten bei den in Abb. 3.2-2 eingezeichneten Zeitpunkten t1, t2 und t3.

Es ist deutlich sichtbar, dass sich die Elektronenstromdichten zu den Löcherstromdichten in der Plasmazone genau wie im Durchlass verhalten. Erst in Diffusions- und Raumladungszone ändern sich die Verhältnisse. Die gegenseitige Beeinflussung der Elektronen und Löcher in der Raumladungszone nahe des Emitters führt dazu, dass sowohl die Löcher- als auch die Elektronendichte hin zum Emitter wieder angehoben werden (siehe Abb. 3.2-4). Die Elektronenstromdichte wird daher angehoben, weil der MOS-Kanal in den betrachteten Zeitpunkten noch nicht ganz geschlossen ist. Weit ab vom Emitter wie hier am durchgeführten Schnitt in Abb. 3.2-3 rechts zeigen sich in der jeweils ausgeräumten Zone fast keine Elektronen. Hier ergeben sich natürlich Unterschiede zur eindimensionalen Betrachtungsweise. Diese Unterschiede werden jedoch teilweise dadurch

wieder ausgeglichen, weil die jeweiligen Durchschnittswerte der FEM-Analyse der eindimensionalen Betrachtung nahe kommen. In Abb. 3.2-4 sieht man die Stromdichten der Elektronen und Löcher bei einem näher am Emitter liegenden Schnitt zu den gleichen Zeitpunkten wie in Abb. 3.2-3 rechts. Die lokalen Löcherstromdichten in Abb. 3.2-4 gehen sogar über  $30 \text{ A/cm}^2$  hinaus. Verglichen mit dem äußeren Schnitt treten hier zweidimensionale Unterschiede auf.

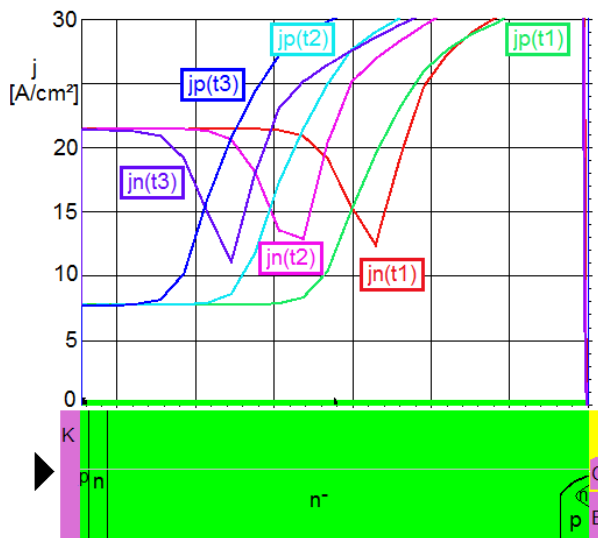


Abb. 3.2-4: FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs ( $I_N=600\text{A}$ ) ohne Rand und ohne Gegenkoppelinduktivität bei den Zeitpunkten  $t_1$ ,  $t_2$  und  $t_3$ ; Man sieht die Elektronen – und Löcherstromdichten entlang des markierten Schnittes längs durch den IGBT.

Obwohl sich auch die Stromdichten im Bereich der Raumladungszone beim Abschalten auch in der zweiten Dimension längs des IGBTs nahe am Emitter unterscheiden, sind die Feldstärkeverläufe weitestgehend unabhängig von der längsseitigen Entfernung vom Emitter. In Abb. 3.2-5 sind die Feldstärkeverläufe gezeigt. Auch in der Raumladungszone stimmen die Feldstärken weiträumig überein. Eine Ausnahme besteht nur unmittelbar nahe dem Emitter. Hier haben die deutlich unterschiedlichen Stromdichten in diesem Bereich auch unterschiedliche Felder zur Auswirkung. Das spielt für die aufgebaute Spannung jedoch kaum eine Rolle, da die meiste Spannung in dem Bereich aufgebaut wird, wo die Feldstärke nur in einer Dimension vertikal entlang des IGBTs örtlich abhängig ist. Da die Feldstärke die Rückkopplung auf das Gate beim Abschalten bewirkt, wird beim Ladungsträgerextraktionsmodell die zweidimensionale Wirkung des Feldes nahe dem Gate berücksichtigt. Das ist der einzige Punkt, wo im Ladungsträgerextraktionsmodell eine zweidimensionale Abhängigkeit der IGBT-internen Charakteristiken berücksichtigt wurde. Dies ist im nächsten Abschnitt näher präzisiert.

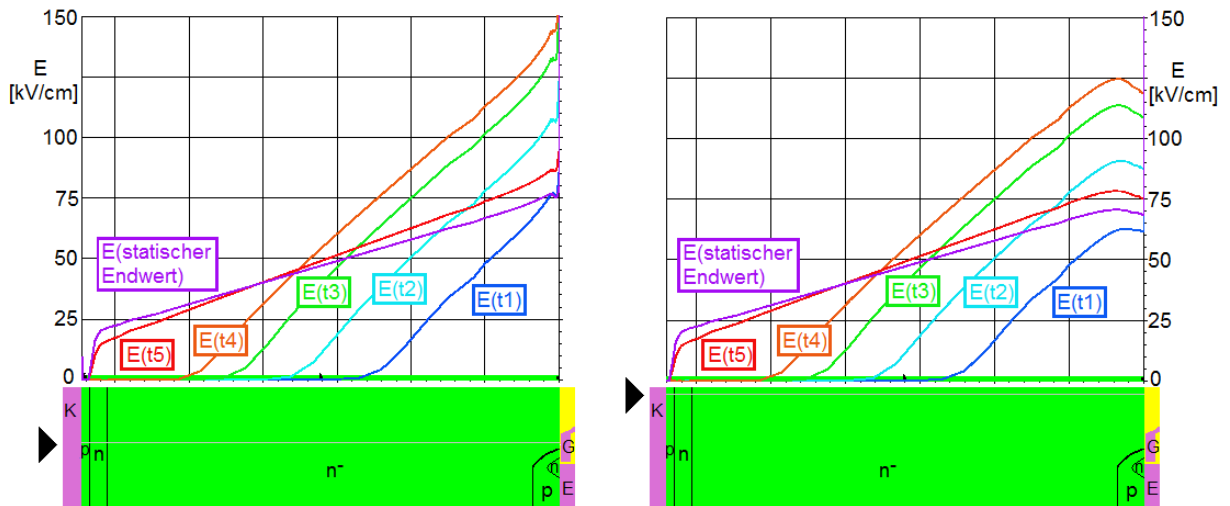


Abb. 3.2-5: FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs mit den Feldstärkeverlauf in den Zeitpunkten  $t_1$  bis  $t_5$  (wie in Abb. 3.2-2) und dem Feldverlauf beim statischen Endwert entlang zweier verschiedener Schnitte längs durch den IGBT.

In Abb. 3.2-5 sieht man auch, dass die Feldstärke bei kleinen Werten (etwa 10 - 30 kV/cm) steiler verläuft als bei höheren Feldstärken. Wenn auch der Unterschied gering ist, so rechtfertigt das dennoch die Implementierung eines Wichtungsfaktors zur Berechnung der mittleren feldstärkeabhängigen Ladungsträgerdichte in der Raumladungszone.

In der Basiszone kommt es bei HV-IGBTs zur Generation von Ladungen durch Avalanche beim Abschalten, auch unter gewöhnlichen Betriebsbedingungen. Auch diese Charakteristik muss bei einem 6,5kV-IGBT berücksichtigt werden. Anhand der Feldstärke und den unter Abschnitt 2.1-5 dargelegten Beziehungen werden je nach Feldstärke, Raumladungszonenweite und Stromdichte zusätzliche Ladungsträger generiert, die beim Ausräumen abgeführt werden. Als Avalancheabhängigkeit wird die Gleichung 2.1-34 im Ladungsträgerextraktionsmodell eingefügt. Der Avalanche zeigt sich in Abschaltungen darin, dass bei seinem Eintritt der zeitliche Anstieg der Kollektor-Emitterspannung infolge zusätzlicher Ladungen ein wenig verlangsamt wird. Es wird keine Trennung zwischen der Ionisationsrate der Elektronen und Löcher vorgenommen.

Im Modell liegen zu jedem Zeitschritt die gesamten in der Basiszone vorhandenen Ladungen vor. Die durch Avalanche generierten Ladungen werden zu den gegenwärtig vorliegenden Ladungen hinzuaddiert. Die Zeitdauer der Abschaltung und damit die der Ausräumung des Plasmas ist deutlich höher als die Lebensdauer. Daher wird eine Verminderung der Ladung durch Rekombinationen während des Abschaltens nicht in der Schaltungssimulation mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell berücksichtigt.

## 3.2.2 Die Beziehungen für die Ermittlung der Ladungsträgerverteilung

Die Ladungsträgerverteilung verändert sich in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen. Sowohl die mittlere Ladungsträgerdichte als auch das Ladungsträgergefälle verändern sich in Abhängigkeit von der Temperatur, der Stromdichte und der Leitfähigkeit des MOSFET-Steuerkopfes. Um nicht für jeden temperatur- und stromdichteabhängigen Betriebspunkt die Ladungsträgerdichteverteilung erneut auszumessen, können simulativ und rechnerisch abgeleitete Abhängigkeiten genutzt werden. Dabei ist es ausreichend, die Ladungsträgerverteilung eines einzigen Bauelementes bei zwei verschiedenen Temperaturen und jeweils mindestens zwei verschiedenen Stromdichten auszumessen, um die Verteilung der Ladungsträger auch unter beliebigen Betriebspunkten ohne erneute Ausmessung ermitteln zu können. Für sämtliche weiteren technisch bedeutsamen Betriebspunkte im Durchlass wären bei einem einzigen Bauelement keine erneuten Messungen nötig. Dabei wurden verschiedene Abhängigkeiten genutzt:

- Kollektorseitig gilt weitestgehend unabhängig von der Temperatur, dass  $j \sim n^2$  ist.
- Emitterseitig gilt eine Stromdichte- und Temperaturabhängigkeit, die konkret durch Bauelementsimulation an einem fiktiven IGBT untersucht wurde.

Die kollektorseitige Beziehung ist herleitbar aus der Shockley'schen Diodentheorie. Die Löcher aus der kollektorseitigen Schicht des IGBTs werden durch Elektronen aus der Basiszone hervorgerufen ([Kuhn2002, S.50], [Müll1995]). Innerhalb der Shockley'schen Diodentheorie wird davon ausgegangen, dass in Umgebung eines PN-Übergangs das Produkt aus Löcher- und Elektronenstromdichte konstant ist. Um Indizes für Majoritäts- und Minoritätsladungsträger zu sparen, erfolgt die Herleitung anhand Abb. 3.2-6 entsprechend einer p-dotierten Randzone wie das beim Rückseitenemitter des IGBTs der Fall ist.

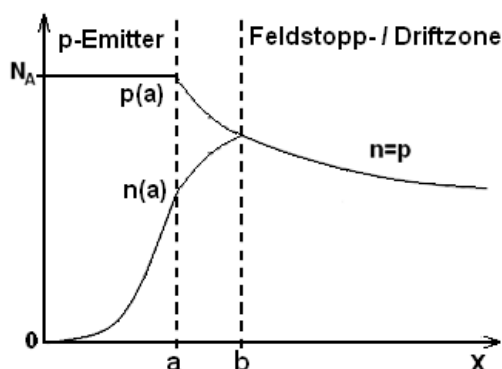


Abb. 3.2-6: Betrachtung eines PN-Überganges im Durchlass bei Hochinjektion der Basiszone für die Herleitung der Stromdichte-Ladungsträgerbeziehung am Rückseitenemitter des IGBTs.

Durch die Annahme der Produktgleichheit aus Elektronen- und Löcherkonzentration gilt auch Gleichung 3.2-15:

$$n(a) \cdot p(b) = n(b) \cdot p(a) \quad (3.2-15)$$

Mit der Aufteilung in die Gleichgewichtsdichten  $n_0$ ,  $p_0$  und den Überschussladungsträgerdichten  $n'$  und  $p'$  wird daraus Gleichung 3.2-16:

$$[n_0(a) + n'(a)] \cdot [p_0(a) + p'(a)] = [n_0(b) + n'(b)] \cdot [p_0(b) + p'(b)] \quad (3.2-16)$$

Da  $n_0(a) \cdot p_0(a) = n_0(b) \cdot p_0(b)$  und aus Gründen der Neutralität  $n'(a) = p'(a)$  gilt, erhält man nach Ausmultiplizieren 3.2-17 (vgl. [Vogl1997, ab S. 53]):

$$n_0(a) \cdot n'(a) + p_0(a) \cdot n'(a) + n'(a)^2 = n_0(b) \cdot p'(b) + p_0(b) \cdot n'(b) + n'(b) \cdot n'(b) \quad (3.2-17)$$

Eine weitere Umstellung zeigt, dass es sich hier um eine quadratische Gleichung handelt:

$$n'(a)^2 + [n_0(a) + p_0(a)] \cdot n'(a) - [n_0(b) \cdot p'(b) + p_0(b) \cdot n'(b) + n'(b) \cdot p'(b)] = 0 \quad (3.2-18)$$

Die einzige sinnvolle Lösung für die Gleichung 3.2-18 lautet:

$$n'(a) = -\frac{1}{2} \cdot [n_0(a) + p_0(a)] + \sqrt{\left(\frac{n_0(a) + p_0(a)}{2}\right)^2 + [n_0(b) \cdot p'(b) + p_0(b) \cdot n'(b) + n'(b) \cdot p'(b)]} \quad (3.2-19)$$

Wenn gilt:  $\left(\frac{n_0(a) + p_0(a)}{2}\right)^2 \gg n_0(b) \cdot p'(b) + p_0(b) \cdot n'(b) + n'(b) \cdot p'(b)$

kann man folgende Vereinfachung nutzen:  $\sqrt{1+r} \approx 1 + \frac{r}{2}$

Beim IGBT ist diese Annahme immer erfüllt. Das bedeutet, dass die Löcherdichte in der angrenzenden n-Zone kleiner sein muss als die p-Dotierung des Rückseitenemitters. Nur bei extremen unrealen Schaltbedingungen (sehr geringe Temperaturen / sehr hohe Stromdichten) wäre eine Verletzung dieser Annahme möglich.

Als Lösung gilt damit für alle IGBTs die Gleichung 3.2-20:

$$n'(a) = \frac{n_0(b) \cdot p'(b) + p_0(b) \cdot n'(b) + n'(b) \cdot p'(b)}{n_0(a) + p_0(a)} \quad (3.2-20)$$

Dieser Ausdruck lässt sich je nach Art des IGBTs weiter vereinfachen. Beim PT-IGBT ist die an den p-Emitter angrenzende Zone hochdotiert n-leitend. Daher gilt:  $p_0(b) \ll n_0(b)$ . Außerdem ist die Dotierung des p-Emitters größer als die Überschussdichte der Elektronen bei  $x=b$  (vgl. Abb. 3.2-6). Da  $n_0(a) \ll p_0(a)$  ist Gleichung 3.2-21 für die Berechnung der Minoritätsladungsträgerdichte bei  $x=a$  für PT-IGBTs ausreichend genau:

$$n'(a) = \frac{n_0(b) \cdot p'(b)}{p_0(a)} \quad (3.2-21)$$

$n_0(b)$  und  $p_0(a)$  folgen aus der Dotierung, somit ist  $p_0(a) = N_A$  und  $n_0(b) = N_D$ . Die Überschussträgerdichte der Löcher am Punkt b erfolgt aus den Startbedingungen bzw. den berechneten Ergebnissen aus dem Modul für die Drift- bzw. FS-Zone. Die Löcherüberschussträgerdichte bestimmt die Elektronenstromdichte am Ort a nach den Gleichungen 3.2-22 und 3.2-23 und den Spannungsabfall über der „Randzone“, der Zone in Abb. 3.2-6 von  $x=0$  bis  $x=a$  [Vogl1997].

$$J_n(x) = \frac{q \cdot D_n \cdot n'(a)}{L_n} \cdot \coth\left(\frac{x}{L_n}\right) \quad (3.2-22)$$

$$J_n(a) = \frac{q \cdot D_n \cdot n^2(b)}{L_n \cdot N_A} \cdot \coth\left(\frac{a}{L_n}\right) \quad (3.2-23)$$

Damit besteht eine direkte Proportionalität zwischen der Elektronenstromdichte im Plasma und  $n^2(b)$ .

Die Höhe der Ladungsträgerkonzentration am Kollektor ist strom- und temperaturabhängig relativ zu einem Referenzarbeitspunkt. Der Spannungsabfall zwischen Punkt a und b in Abb. 3.2-6 trägt zum Gesamtspannungsabfall des IGBT sowohl im Durchlass als auch im Sperren bei. Beim Sperren ist dieser Spannungsabfall gegenüber der Kollektor-Emitterspannung des IGBTs vernachlässigbar klein.

$$U(a,b) = \frac{k_B \cdot T}{q} \cdot \ln\left(\frac{[n_0(a) + n'(a)] \cdot [p_0(a) + n'(a)]}{n_i^2}\right) \quad (3.2-24)$$

Mit Gleichung 3.2-23 gilt wegen der Proportionalität zwischen der Gesamtstromdichte und den Teilstromdichten auch für den kollektorseitigen Aufhängepunkt der Ladungsträgerdichte am IGBT, dass die Gesamtstromdichte ( $j_{total}$ ) proportional zu und  $n^2$  ist.

Die quadratische Proportionalitätsbeziehung zwischen Stromdichte und Ladungsträgerdichte entspricht einer vollständigen Rekombination in der p-dotierten

„Randschicht“, wodurch die sogenannte Kleinmann-Näherung erfüllt ist. Demgegenüber entspricht die Annahme der vollständigen Rekombination in der Basiszone der Hall-Näherung, bei welcher Proportionalität zwischen Stromdichte und Ladungsträgerkonzentration gelten würde ( $j \sim n$ ).

Für die emitterseitige Ladungsträgerdichte gilt weder reine Hall- noch die reine Kleinmann-Näherung. Für die Verknüpfung von Kleinman- und Hall-Näherung gibt es nach Lutz [Lutz2006, S. 113-115] zwar Modelle, die jedoch unzureichend messbare Parameter erfordern. Die emitterseitigen Verhältnisse wurden für das Ladungsträgerextraktionsmodell durch empirische Untersuchungen am Finite-Elemente Modell getestet. Dabei konnten mit einem fiktiven aber funktionierenden IGBT- Finite-Elemente-Modell die Ladungsträger-aufhängepunkte bei konstanter Temperatur und konstanter Gate-Emitterspannung unter Variation der Stromdichte ermittelt werden. Bei veränderten Stromdichten wurden die ermittelten Ladungsträgeraufhängepunkte im Verhältnis zum Aufhängepunkt bei Nennstromdichte normiert. Daraus erfolgte die Bestimmung des Exponenten  $x$  in der Gleichung 3.2-25 entsprechend der jeweils betrachteten Veränderung.

$$j \sim n^x \quad (3.2-25)$$

Das fiktive IGBT-Modell hat etwa 3,3kV als Nennspannung und 600A Nennstrom. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.2-7 visualisiert.

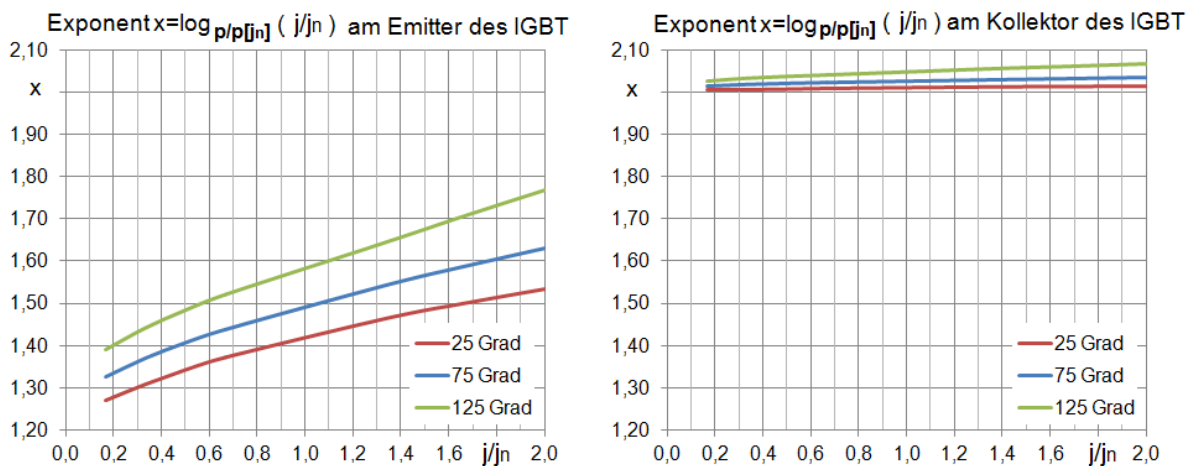


Abb. 3.2-7: Die Abhängigkeit der Exponenten  $x$  für die Abhängigkeit  $j \sim n^x$  in Abhängigkeit der relativen Stromdichte am Emitter (Kathode) links und am Kollektor (Anode) rechts bei 25°C, 75°C und 125°C. Bezugspunkt waren jeweils die Ladungsträger-aufhängepunkte bei Nennstromdichte.



Wie erwartet liegen die Exponenten am Kollektor nahezu unabhängig von den Betriebsbedingungen im Bereich von zwei vor (Abb. 3.2-7 rechts). Der Exponent steigt nur geringfügig mit der Stromdichte, begünstigt durch hohe Temperaturen, an. Es gilt damit weitgehend temperatur- und stromunabhängig, dass die Stromdichte proportional der Ladungsträgerdichte ist ( $j \sim n^2$ ).

Am emitterseitigen Aufhängepunkt wird der Unterschied im Exponenten signifikant. Dort zeigen sich durchweg mit steigender Stromdichte stark steigende Exponenten wie links in Abb. 3.2-7 ersichtlich. Auch bei konstanten Stromdichten steigen die Exponenten mit der Temperatur. Das lässt sich mit einem Blick auf die Werte der Ladungsträgerdichten und den Durchlassspannungen leicht erklären:

Bei hohen Stromdichten nimmt die Ladungsträgerdichte umso weniger mit der Stromdichte zu, je wärmer das Modul ist. Dieser geringere Ladungsdichteanstieg mit der Stromdichte entspricht einem höheren Exponenten  $x$  in Gleichung 3.2-25. Das lässt sich halbleiterphysikalisch aus Drift-Diffusionsgleichung ableiten. Wenn der Ladungsträgertransport aufgrund des Ladungsgradienten als vernachlässigbar angesehen wird, dominieren die Driftanteile am Ladungsträgertransport und es gilt die Gleichung 3.2-26.

$$j = n \cdot q \cdot \mu_n \cdot E + p \cdot q \cdot \mu_p \cdot E \quad (3.2-26)$$

Die höheren Ladungsdichten kommen zustande, weil mit der Temperatur die Beweglichkeit sinkt, was bei angenommenem konstanten Feldstärkeabfall zu einer höheren Ladungsträgerdichte führen muss. In der Realität steigt mit der Temperatur sowohl die Ladungsträgerdichte als auch die Feldstärke. Geht man von einem gleichbleibenden Elektronen-Löcherstromverhältnis aus, genügt die Betrachtung einer einzigen Stromkomponente. Einfacherweise wurde nur eine Ladungsträgersorte, die Löcher, betrachtet. Mit steigender Temperatur kommt es zu einer entsprechend abnehmenden Löcherbeweglichkeit ( $\mu_p$ ). Da die Löcherstromdichte gleich bleibt, muss sich Löcherbeweglichkeit indirekt proportional zum Produkt aus Feldstärke und Löcherdichte verhalten. Durch diesen Ansatz genügt die Feststellung der Ladungsträgerdichte bei einer einzigen Temperatur (unter mindestens zwei verschiedenen Stromdichten), um die stromdichteabhängigen Exponenten in Gleichung 3.2-25 für weitere Stromdichten zu erhalten. Dafür kann man annehmen, dass sich die Feldstärken ähnlich wie die Durchlassspannungen verhalten.

Der Anstieg der Exponenten mit der Stromdichte lässt sich auch damit erklären, dass die Rekombination der Ladungsträger in den hochdotierten Bereichen zunimmt. Dannhäuser und Krause [Dann1973] stellten z.B. bei einer Leistungsdiode fest, dass bei sehr hohem Durchlass die Rekombination im Mittelbereich nahezu gänzlich verschwindet und nur in den Randgebieten stattfindet. Das entspricht der Annahme für die Kleinmann-Näherung, welche zur quadratischen Proportionalitätsbeziehung ( $j \sim n^2$ ) führt. In Tabelle 3.1 sind die zu Abb. 3.2-7 passenden Löcherdichten am Emitter (bei  $x=0$ ) und am Kollektor (bei

x=600μm) aufgelistet.

	I/A	· 10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup>	
		p(0)	p(600)
125°C	100	0,6785	2,3389
	200	1,1491	3,2985
	300	1,5429	4,0289
	400	1,8853	4,6413
	600	2,4610	5,6612
	800	2,9313	6,5119
	1000	3,3186	7,2538
	1200	3,6412	7,9172
75°C	100	0,5680	1,9726
	200	0,9848	2,7862
	300	1,3417	3,4079
	400	1,6566	3,9302
	600	2,1962	4,8026
	800	2,6461	5,5341
	1000	3,0287	6,1749
	1200	3,3581	6,7511
25°C	100	0,4641	1,5677
	200	0,8216	2,2176
	300	1,1353	2,7153
	400	1,4158	3,1344
	600	1,9026	3,8356
	800	2,3158	4,4250
	1000	2,6742	4,9432
	1200	2,9895	5,4107

Tab. 3.1:

Die Ladungsträgerdichten einer fiktiven IGBT-Struktur nahe dem Emitter unter p(0) und nahe dem Kollektor unter p(600) bei drei verschiedenen Temperaturen und Stromdichten.

Leider kommt es in der Realität zusätzlich zu einer Konzentrationsabhängigkeit der Beweglichkeit. FEM-Simulationen zeigen jedoch, dass die Abweichungen bei der Bestimmung der Ladungsträgerdichten bei geeigneten Randbedingungen unter fünf Prozent liegen, wenn man auf andere Temperaturen schließt. Hierfür sind die Ladungsträgerdichten in Tab. 3.1 der fiktiven IGBT-Struktur ( $U_N=3,3\text{kV}$ ,  $I_N=600\text{A}$ ) aufgelistet.

Die Beweglichkeit sinkt bei niedrigen Dotierungen bis etwa  $10^{16} \text{ 1/cm}^3$  proportional zu  $T^{-1,5}$ . Nimmt man an, dass die Feldstärke proportional der Durchlassspannung ist, lässt sich mit den Beziehungen 3.2-27 und 3.2-28 die Ladungsträgerdichte abschätzen.

$$\mu \sim \frac{1}{p \cdot E} \quad \text{bzw.} \quad T^{-1,5} \sim \frac{1}{p \cdot E} \quad (3.2-27)$$

Bei 75°C verändert sich  $\mu$  gegenüber 25°C auf 79,2%. Die Feldstärke beim gewählten Ansatz ändert sich wie die Durchlassspannung, die jeweils aus Abb. 3.2-8 entnommen

werden kann. Bei 200A steigt die Durchlassspannung von 2,52V auf 2,71V um 7,5% an. Aus  $p(T=25^\circ\text{C})$  kann mit der Beziehung 3.2-28  $p(75^\circ\text{C})$  und  $p(125^\circ\text{C})$  ermittelt werden. Für den emitterseitigen Aufhängepunkt bei  $x=0$  ergibt sich  $p(75^\circ\text{C})$ :

$$p(75^\circ\text{C}) = \underbrace{p(25^\circ\text{C})}_{0,82} \cdot \frac{1}{1,075 \cdot 0,792} \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} = 0,96 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \quad (3.2-28)$$

Die Abweichung gegenüber dem tatsächlichen Wert aus Tab. 3.1 liegt nur bei zwei Prozent. Bei Nennstrom 600A liegt die Abweichung bei 3%. Bei  $125^\circ\text{C}$  nehmen die Abweichungen wegen der zunehmenden Stromdichte zu, da bei zusätzlicher Konzentrationsabhängigkeit die Beweglichkeiten stärker sinken, als wenn man nur wie hier die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit einbezieht. Die können vermindert werden, wenn jeweils bei  $75^\circ\text{C}$  die Ladungsträgerdichten aufgenommen werden. Bei  $125^\circ\text{C}$  sind die Größen maximal bis sechs Prozent fehlerbehaftet.

Der Feldstärkeanstieg wegen der schlechteren Ladungsträgerbeweglichkeit mit steigender Temperatur und Stromdichte lässt sich auch aus den Durchlasskurven in Abb. 3.2-8 ableiten.

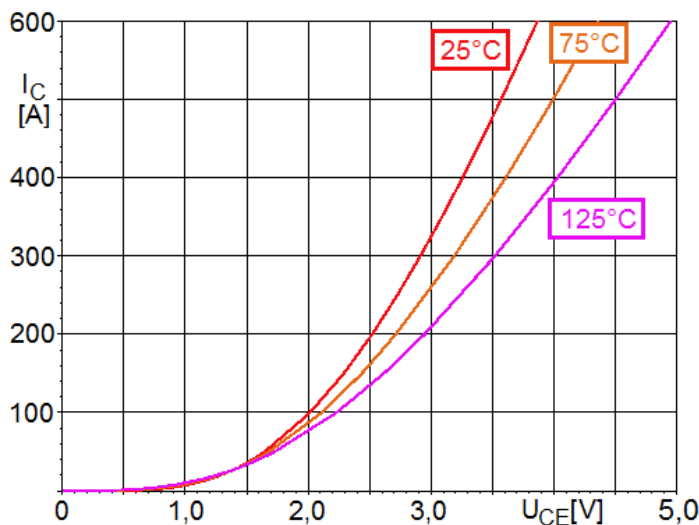


Abb. 3.2-8: Die Durchlasskurven bei  $25^\circ\text{C}$ ,  $75^\circ\text{C}$  und  $125^\circ\text{C}$  einer FEM-Simulation mit einem fiktiven IGBT ( $U_N=3,3\text{kV}$ ,  $I_N=600\text{A}$ , Randstruktur vernachlässigt).

Der emitterseitige Exponent steigt stärker mit der Stromdichte bei höheren Temperaturen. Dieser Unterschied ist gering. So verlaufen in Abb. 3.2-7 die emitterseitigen Exponenten bei  $25^\circ\text{C}$  nahezu parallel verschoben zu  $75^\circ\text{C}$ . Erst bei höheren Temperaturen werden die Unterschiede größer. Das liegt am nichtlinear ansteigenden Kanalwiderstand, der seine Ursachen in der hohen Stromdichte im Kanal hat. Das kann eine Ursache dafür sein, dass bei hohen Temperaturen die emitterseitige Ladungsträgerdichte weniger stark ansteigt als bei niedrigen Temperaturen. Diese Theorie passt auch dazu, dass auch bei  $25^\circ\text{C}$  bei stark

geöffnetem Kanal ( $U_{GE}=70V$ ) die emitterseitige Ladungsträgerdichte mit der Gesamtstromdichte stärker ansteigt als bei weniger geöffnetem Kanal ( $U_{GE}=15V$ ).

### 3.2.3 Die Feldstoppschicht

Wenn sich an der Basiszone des IGBT eine Feldstoppschicht befindet, ist sie so zu berücksichtigen, dass der Verlauf der elektrischen Feldstärke nach Anstoßen der Raumladungszone daran trapezförmig wird, weil spätestens in der FS-Schicht das elektrische Feld auf nahezu null zurückgeht. Tritt sie abrupt auf, so muss sie nicht örtlich berücksichtigt werden. Im Ladungsträgerextraktionsmodell ist sie unmittelbar an der Basiszone angrenzend simuliert. Wenn sie allmählich von der niedrigdotierten Basisdotierung in eine höhere Dotierung übergeht, ist die Breite der Feldstopppzone der Basiszone abzuziehen. Dieser Fall stellt starke Anforderungen an der Art der Parameterextraktion. Eine solch hohe Genauigkeit war u.a. auch deshalb nicht nötig, da die untersuchten 6,5kV-IGBTs einen relativ abrupten Übergang zwischen Basiszone und Feldstopppzone hatten und somit die Feldstopppzone sehr dünn ausfiel. Sie machte nur weniger als 0,5% der gesamten Breite der Basiszone aus. Dabei musste die geometrische Dicke ebenfalls wie die Dotierung der FS-Schicht nicht exakt vorliegen. Die simulierte Feldstoppschicht im Ladungsträgerextraktionsmodell hat einen arcustangens-förmigen proportionalen Übergang bis zur höchsten angenommenen Dotierung. Für das Ladungsträgerextraktionsmodell reicht es aus, als höchste Dotierung beispielsweise den Wert  $N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$  einzusetzen und die Weichheit des Dotierübergangs anhand einer beliebigen Abschaltung vorzunehmen.

Die Feldstoppschicht hat in der Realität meist ein gaußförmiges Dotierprofil, welches der Herstellung dieser Schicht (Ionenimplantation) zuzuschreiben ist. Sowohl die Form dieser Schicht als auch der tatsächliche Wert der Dotierung ist beim Ladungsträgerextraktionsmodell nicht entscheidend.

Der Dotierverlauf am Übergang der Basiszone zur Feldstopzone muss entsprechend weich erfolgen, damit er der Realität entspricht. Entsprechend der Gleichung 3.2-14 erfolgt dann die Berechnung der Kollektor-Emitterspannung durch Integration entlang der ausgeräumten Zone. Der Feldstärkegradient wird nach wie vor in Abhängigkeit der mobilen Ladungsträger wie nach Gleichung 3.2-6 berechnet, jedoch erhöhen sich die absoluten Feldstärkewerte entlang der gesamten Basiszone um den Wert der Feldstärke, der am Rand der Basiszone zur FS-Schicht auftritt.

## 3.2.4 Der MOSFET-Steuerkopf

### a) Die Teilkomponenten des Steuerkopfes

Der MOSFET-Steuerkopf wird im Ladungsträgerextraktionsmodell nicht anhand seines geometrischen Aufbaus ermittelt, sondern anhand seiner Charakteristik. Der Steuerkopf besteht entsprechend Abb. 3.2-9 aus zwei Stromquellen und einer veränderlichen Kapazität ( $C_{GE}$ ).

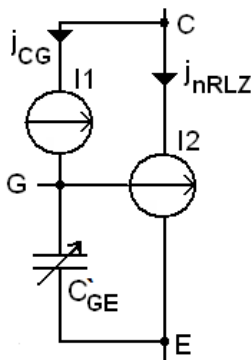


Abb. 3.2-9: Das Schaltbild des im Ladungsträger-Extraktionsmodell verwendeten MOS-Steuerkopfes.

Die Stromquelle I2 ist mit der Transferkennlinienbeziehung in Abhängigkeit von der Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ) spannungsabhängig gesteuert (vgl. Abb. 3.2-10). Die Stromquelle I1 ist feldstärkeabhängig moduliert.

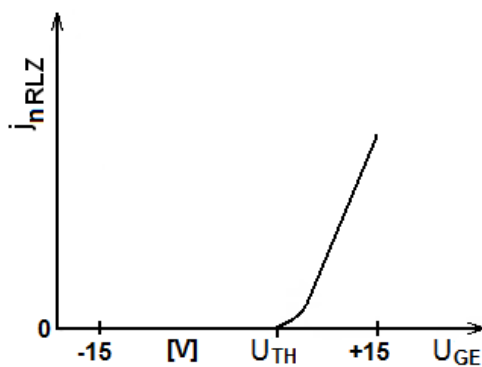


Abb. 3.2-10: Prinzipieller Verlauf der Transfercharakteristik beim IGBT.

Allgemeingültig lässt sich die Transfercharakteristik durch Gleichung 3.2-29 beschreiben.

$$j_n(\text{MOS}) = f(U_{GE}) = \sum_{x=0}^n g m_x \cdot (U_{GE} - U_{th})^x \quad (3.2-29)$$

In den Simulationen wurde eine Übertragungscharakteristik verwendet, die bis zur Potenz drei ( $n=3$ ) ausreichend genau den Messungen entsprach. Für Zimmertemperatur gibt die Gleichung 3.2-30 die gemessene Transfercharakteristik beim FZ600R65KF1-Modul wieder (Anhang A11).

$$j_n(\text{MOS}) = \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \cdot (7,893 \cdot U_{GE}^3 - 163,954 \cdot U_{GE}^2 + 1125,316 \cdot U_{GE} - 2522,592) \quad (3.2-30)$$

## b) Wirkung des Millerrückgriffes

Beim Anstieg der Feldstärke in der Raumladungszone wird entsprechend 3.2-31 das Gate durch den positiv einfließenden Strom länger positiv gehalten und bewirkt eine Verzögerung des Abschaltvorganges.

$$\vec{j}_{CG} = c \cdot \epsilon \cdot \frac{d\vec{E}_{\max}}{dt} \quad (3.2-31)$$

Die Beziehung in Gleichung 3.2-31 führt dazu, dass sich ein Millerplateau für die Gate-Emitterspannung bei Schaltvorgängen ausbildet. Da die statische Feldstärke beim normalen Abschalten beim IGBT überschritten wird, kommt es beim Abschalten auch zu einem Absinken des elektrischen Feldes. Das ist bei allen gesteuerten bipolaren Leistungsschaltern beim Abschalten der Fall und bewirkt beim IGBT eine deutliche Entladung des Gates. Die Gateentladung führt auch zu einem verstärkten Absinken der Gate-Emitterspannung nach durchlaufen des Millerplateaus.

Diese Art der Rückwirkung auf das Gate wird auch als „Self-Turn-Off“-Effekt bezeichnet ([BöSE2011], [BöSE2012]). Sie ist nur bei bipolaren Bauelementen wie z.B. dem IGBT vorhanden [BöEc2012] und stellt für Schaltkreissimulatoren ein Problem dar, sofern die Auswirkung der mobilen Ladungen auf die Feldstärke und deren Rückwirkung auf das Gate unzureichend berücksichtigt wird. Abb. 3.2-11 zeigt die Auswirkung des „Self-Turn-Off“-Effektes eines 6,5kV-IGBTs in einer Bauelementsimulation. Um die Auswirkung der Feldstärke auf das Gate ( $U_{GE}$ ) hervorzuheben, wurde die Simulation ohne Streuinduktivität vorgenommen. Dadurch gibt es keine Überhöhung der Kollektor-Emitterspannung über die Zwischenkreisspannung (hier 3,0 kV) hinaus.

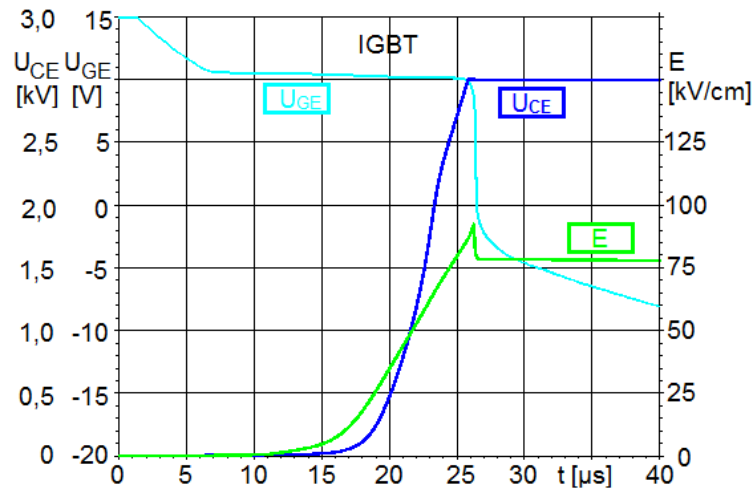


Abb. 3.2-11: Die Rückwirkung der Feldstärke auf die Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ) anhand einer Abschaltung eines 6,5kV-IGBTs einer Bauelementsimulation ohne vorübergehendes Absinken der Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) durch Vernachlässigung der Streuinduktivität.

Die Gate-Emitterspannung sinkt nach dem Durchlaufen des Millerplateaus deutlich ab, weil die elektrische Feldstärke im Bauelement absinkt und so zu einem verstärkten Entladen des Gates führt. Ohne lokales Absinken der Feldstärke am Ende des Millerplateaus sinkt die Gate-Emitterspannung ( $U_{GE}$ ) nur allmählich nach Ende des Millerplateaus. Dieses lässt sich nicht mit einem IGBT direkt zeigen, aber mit einem MOSFET [BöEc2012]. Da dieser unipolar ist, zeigt sich keine löcherstromabhängige Feldaufteilung und im Gegensatz zum IGBT macht man hier keinen wesentlichen Fehler in der Simulation, wenn der Rückgriff in Abhängigkeit der Drain-Source-Spannung realisiert wird.

Der „Self-Turn-Off“-Effekt hat weitreichende Auswirkungen auf das Schaltverhalten. Zum einen wird die eigentliche Abschaltung während des Anstiegs der Kollektor-Emitterspannung verzögert. Zum anderen wird nach Erreichen der maximalen Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE\ max}$ ) der endgültige Schaltvorgang durch Absinken der Feldstärke wie in Abb. 3.2-11 unterstützt. Das Unterstützen kann so weit gehen, dass der Abschaltvorgang in diesem Teilstück nicht mehr steuerbar ist. Das geschieht nach Böhmer [BöSE2011], sobald das örtliche Feldstärkemaximum seinen statischen Endwert überschritten hat.

## c) Ermittlung des Millerrückgriffes

Der Millerrückgriff kann anhand des Gatestromes festgestellt werden, der bei einem sich ändernden elektrischen Feld im IGBT fließen muss, um die Gate-Emitterspannung konstant zu halten. Das Prinzipschaltbild zur Messung des Millerrückgriffes zeigt Abb. 3.2-12.

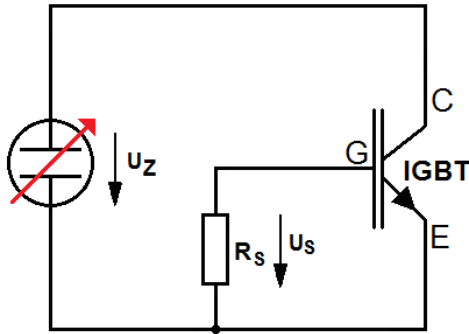


Abb. 3.2-12: Prinzipielles Schaltbild zur Messung des Millerrückgriffes mit einem Shunt.

Die zeitliche Änderung der Feldstärkespitze am Emitter bestimmt im Wesentlichen die Rückwirkung auf das Gate. Entsprechend der Gleichung 3.2-32 ist der konstante Faktor  $a$  bei einem einzigen beliebigen Betriebspunkt zu bestimmen.

$$i_G = a \cdot \frac{dE_{\max}}{dt} \quad (3.2-32)$$

Beim Messen liegt die Feldstärkespitze nicht direkt vor und muss aus der Kollektor-Emitterspannung und den weiteren Randbedingungen wie Löcherdichte, Dotierung und Weite der Raumladungszone ermittelt werden. Da kein Plasma beim Aufbau der Kollektor-Emitterspannung auszuräumen ist kann der Löcherstrom vernachlässigt werden. Die Maximalfeldstärke ergibt sich dann aus der ermittelten Weite der Raumladungszone sowie der Dotierung und dem jeweiligen Wert der aus der Poissongleichung ermittelten Kollektor-Emitterspannung. Um die zeitlich veränderliche Maximalfeldstärke zu erhalten, ist dann der Sekantenanstieg der Feldstärke bei zwei verschiedenen, nah beieinanderliegenden Kollektor-Emitterspannungen nach der Zeit zu ermitteln und mit dem mittleren Gatestrom ins Verhältnis zu setzen, um den Proportionalitätsfaktor  $a$  aus Gleichung 3.2-32 zu bestimmen. Für FS-IGBTs vereinfacht sich die Prozedur, wenn man eine bereits bis zur Feldstopschicht reichende Raumladungszone betrachtet. Weil dabei auch bei weiterem Anstieg der Kollektor-Emitterspannung von einer konstanten Weite der Raumladungszone ( $w_{RLZ}$ ) ausgegangen werden kann, gilt bei langsamer Änderung der Kollektor-Emitterspannung die Gleichung 3.2-33:

$$\frac{dU_{CE}}{dt} = \frac{dE_{\max}}{dt} \cdot w_{RLZ} \quad (3.2-33)$$

Bei Kenntnis der Basisdotierung des IGBTs lässt sich die Weite der Raumladungszone ermitteln. Das sollte bei vollständig geschlossenem Kanal erfolgen. Aus dem Anstieg der Kollektor-Emitterspannung kann die zeitliche Änderung der Weite der Raumladungszone



bestimmt werden. Die Weite der Raumladungszone nach der Zeit lässt sich allgemeingültig aus Gleichung 3.2-34 formulieren.

$$\frac{dw_{RLZ}}{dt} = \frac{\Delta w_{RLZ}}{\Delta U_{CE}} \cdot \frac{dU_{CE}}{dt} \quad (3.2-34)$$

In Abb. 3.2-13 werden Simulationswerte gezeigt, die bei der Messung des Millerrückgriffes auftreten. Dieses erfolgte hier mit einer FEM-Simulation, damit man zum einen die Feldstärke und zum anderen einige Unterschiede zwischen einer Messung mit Shunt und ohne Shunt sehen kann. Letzteres ist für eine Beurteilung der Messergebnisse angebracht, da der Millerrückgriff bei einer Messung nur mit dem Shunt erfolgen kann.

In den Simulationen erfuhr der 6,5kV-FS-IGBT einen langsamen Anstieg der Kollektor-Emitterspannung (3,0kV in 2,0 s) unter einem vollständig geschlossenen MOS-Kanal. Der Anstoß der Raumladungszone an die Feldstoppschicht erfolgt hier bei etwa 1,8kV. Oberhalb dieser Spannung steigt die Feldstärke wie die Kollektor-Emitterspannung linear an und der Gatestrom ist in diesem Bereich konstant. Weil sich die Raumladungszone nach erfolgtem Anstoß nicht mehr in Abhängigkeit der Kollektor-Emitterspannung verändert, besteht direkte Proportionalität zwischen Feldstärke- und Spannungsanstieg, was auch rechts in Abb. 3.2-13 gesehen werden kann.

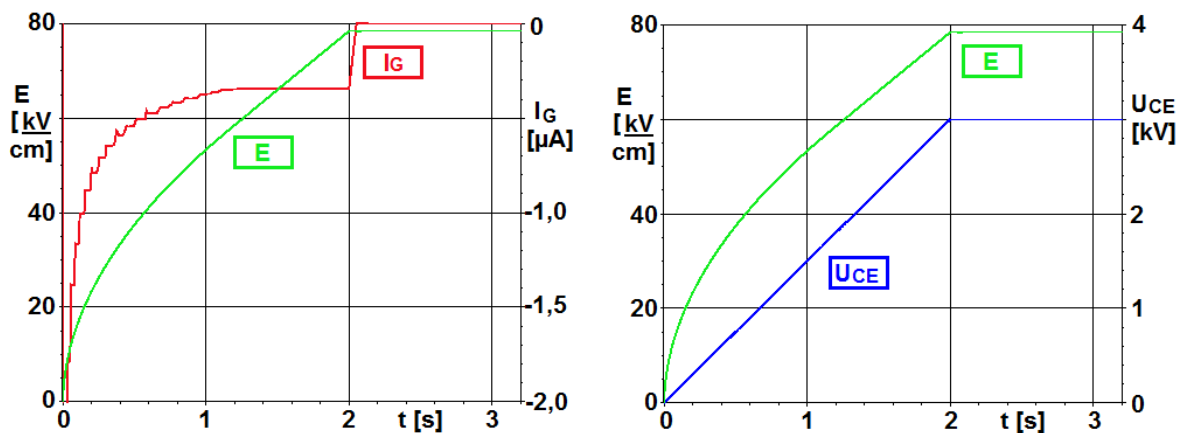


Abb. 3.2-13: Die Elektrische Feldstärke im Vergleich zum Gatestrom (links) und zur Kollektor-Emitterspannung (rechts) bei einer langsamen  $dU_{CE}/dt$ -Änderung nach einer FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBTs.

Ein Merkmal, welches nur in Simulationen ohne Shunt sichtbar ist, zeigt sich in Abb. 3.2-13 anhand des Gatestromverlaufs. Bei Beginn des Abschaltens ist der Strom maximal und um drei Größenordnungen höher als beim Anstoß der Raumladungszone an die Feldstoppschicht. Dabei ähnelt der Gatestrom einer Ladekurve eines Kondensators, bei der nur der Leitungswiderstand als ohmscher Anteil enthalten ist. Damit ist die Zeitkonstante

der Ladung- und Entladung vernachlässigbar klein. In der Abb. 3.2-13 wird der simulativ gemessene Gatestrom mit  $0,34\mu\text{A}$  festgestellt. Hierbei eignet sich ein hoher Widerstand für den Shunt im Gatekreis ( $R_S=3\text{M}\Omega$ ), um diesen Gatestrom zuverlässig anhand der am Shunt abfallenden Spannung zu messen.

Die Messung mit einem Shunt zeigt Abb. 3.2-14. Sie führte bei angestoßener FS-Schicht zu einer Shuntspannung ( $U_S=1,03\text{V}$  an  $R_S=3\text{M}\Omega$ ), die einem Gatestrom von  $0,343\mu\text{A}$  entspricht. Damit beeinflusst der Shunt das Messergebnis in diesem Bereich fast gar nicht. Der Shunt hat dafür einen deutlichen Einfluss auf die Lade- bzw. Entladezeit. Die Zeitkonstante der Entladung beträgt hier etwa  $0,1\text{s}$  ( $C_{\text{GE min}} \cdot R_S = 30\text{-}35\text{nF} \cdot 3\text{M}\Omega$ ) und passt in grober Näherung zum Entladestrom der Gate-Emitterkapazität des IGBTs (für  $t > 2\text{s}$  in Abb. 3.2-14), der anhand des Absinkens des Spannungsabfalls ( $U_S$ ) am Shunt in Abb. 3.2-14 gemessen werden kann.

Nach Gleichung 3.2-32 beträgt die Konstante  $a$  im dargestellten FEM-Modell nach den aus Abb. 3.2-13 ersichtlichen Werten  $13,71\text{ nAs}\cdot\text{cm/kV}$  ( $0,34\mu\text{A} : [24,8\text{ kV/cm}\cdot\text{s}]$ ) und ist fast genauso wie der Wert, welcher im Ladungsträgerextraktionsmodell anhand eines Abgleichs mit dem FEM-Modell eingestellt wurde ( $14,62\text{ nAs}\cdot\text{cm/kV}$ ). Die vorhandene, aber geringe Differenz lässt sich nahezu vollständig aus den Unterschieden der ermittelten eindimensionalen Feldstärken im Ladungsträgerextraktionsmodell erklären. Nach eindimensionaler Rechnung wäre der Anstieg der Maximalfeldstärke im FEM-Modell nicht  $24,8\text{ kV/cm}\cdot\text{s}$ , sondern  $23,4\text{ kV/cm}\cdot\text{s}$ , was einen Wert für die Proportionalitätskonstante ( $a$ ) von  $14,32\text{ nAs}\cdot\text{cm/kV}$  ergeben würde. Der Abgleich mit dem FEM-Modell erfolgte so, dass der Anstieg der Kollektor-Emitterspannung jeweils gleich verläuft. Dies wurde bei einem Betriebspunkt, indem man das Schalten noch aktiv über das Gate steuern kann, erreicht.

Für die Berechnung des Anstiegs der Maximalfeldstärke ist die Weite der Raumladungszone nötig, wenn wie hier der Bereich betrachtet wird, in dem die Raumladungszone die Feldstoppschicht schon erreichte. Bei einer angenommen Weite der Raumladungszone von  $640\mu\text{m}$  ( $0,064\text{cm}$ ) wird im gesamten Bauelement die Feldstärke um  $1\text{kV/cm}$  erhöht, wenn die Raumladungszone  $64,0\text{ V}$  zusätzliche Spannung aufnimmt ( $1000\text{ V/cm} \cdot 0,064\text{ cm} = 64\text{V}$ ). Bei Erhöhung der Kollektor-Emitterspannung um  $1,5\text{kV}$  pro Sekunde muss sich dann die Feldstärke in dieser Betrachtungsweise um  $23,4\text{ kV/cm}$  pro Sekunde erhöhen ( $[1500\text{V}/64\text{V}] \cdot 1\text{kV/cm}\cdot\text{s}$ ), denn es gilt nach Gleichung 3.2-33 Proportionalität zwischen dem zeitlichen Kollektor-Emitterspannungs- und Feldstärkeanstieg. Die Proportionalitätskonstante ( $a$ ) von  $14,32\text{ nAs}\cdot\text{cm/kV}$  errechnet sich aus der Differenz des Gatestroms ( $0,34\mu\text{A}$ ) und des ermittelten zeitlichen Feldstärkeanstiegs ( $23,4\text{kV/cm}\cdot\text{s}$ ). Die geringe Abweichung dieses Wertes von dem im Ladungsträgerextraktionsmodell durch Abgleich erhaltenen Wertes unterstützt die Annahme, dass der Rückgriff der Feldstärke auf das Gate physikalisch begründet ist, denn das FEM-Modell innerhalb des Bauelementsimulators entspricht einer nahezu vollständig physikalischen Betrachtungsweise.

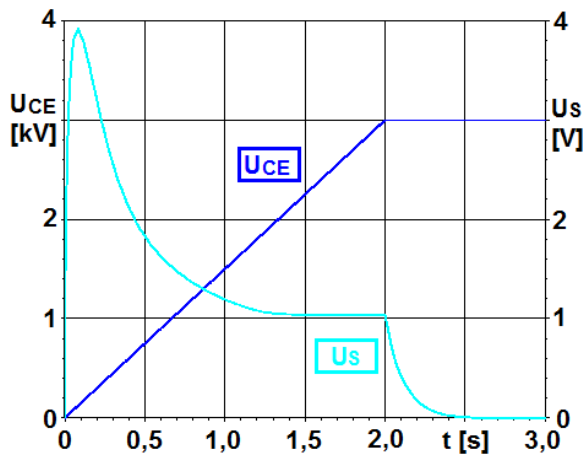


Abb. 3.2-14: Der Spannungsabfall an einem 3MΩ großen Shunt zur Ermittlung des Miller-Rückgriffes.

Die Messung mit einem Shunt bei nicht konstantem Gatestrom ergibt einen Fehler im ermittelten Gatestrom nach dem ohmschen Gesetz wegen der dabei nicht konstanten Gate-Emitter-Spannung, wodurch ein Teil des durch den Rückgriff generierten Stromes zum Laden der bauelementinternen Gate-Emitterkapazität verwendet wird. Das lässt sich rechnerisch korrigieren, indem der Beitrag  $i_{G,ab}$  nach Gleichung 3.2-35 dem ermittelten Strom abgezogen wird.

$$i_{G,ab} = C_{GE\min} \cdot \frac{dU_{GE}}{dt} \quad (3.2-35)$$

## d) Betrachtung der Zweidimensionalität

Es wurde anhand von Vergleichen mit FEM-Simulationen festgestellt, dass der Rückgriff anhand der aufgenommenen Feldstärke in einer einzigen Dimension des Bauelementes die tatsächlichen Gegebenheiten im Bereich des MOSFET-Kopfes nicht ausreichend genau widerspiegelt. Die Feldstärke nahe dem Gate, die beim Abschalten entscheidend für den Rückgriff auf das Gate ist, sollte daher möglichst zweidimensional nachempfunden werden. Um diese zweidimensionale Auswirkung der Feldstärke auf das Gate wiederzugeben, wurden die existierenden eindimensional vorliegenden Feldstärkeverläufe mit einem Wichtungsfaktor korrigiert. Dieser Faktor ist in Gleichung 3.2-36 im Parameter  $d$  enthalten. Er ist stromabhängig und kann mit einer einzigen Abschaltmessung bei nicht vollständig geschlossenem MOS-Kanal bestimmt werden.

Der Wichtungsfaktor ( $d$ ) bleibt für andere Betriebspunkte gleich. Die Bestimmung von  $d$  erfolgt anhand einer beliebigen Beispielschaltung. Dabei wird  $d$  so eingestellt, dass bei der

Beispielschaltung das Absinken der Gate-Emitterspannung nach Ende des Millerplateaus wie in einer vergleichbaren Messung ausfällt. Bei Einstellung von  $d$  anhand eines Vergleiches der Schaltkreissimulation mit einer Bauelementsimulation wurde ein Wert von 0,60 ermittelt. Der Gesamtstrom  $i_C(t=0)$  in Gleichung 3.2-36 ist der Strom im vollen Durchlass zu Beginn des Abschaltens.

$$\dot{I}_{CG} = \left( d + (1-d) \cdot \frac{i_C(t)}{i_C(t=0)} \right) \cdot c \cdot \epsilon \cdot \frac{d\bar{E}_{\max}}{dt} \quad (3.2-36)$$

Die Gate-Emitterkapazität ist eine spannungsgesteuerte Kapazität. In den statischen Fällen ist die Gate-Emitterkapazität aus der Gateladekurve zu ermitteln.

Unterhalb der Gateoxidschicht befinden sich Ladungen, die Einfluss auf die Auswirkung der Oxidkapazität auf die Gate-Emitterkapazität haben. Prinzipiell kann man von zwei parallelgeschalteten ladungsträgerabhängigen Kapazitäten ausgehen, die nach Abb. 3.2-15 durch  $C_n$  und  $C_p$  symbolisiert werden. Bei vorhandenen Ladungsträgern unmittelbar im Halbleiter an der Grenze zur Gateoxidschicht ist der entsprechende Teil der Gateoxidkapazität maximal. Entsprechend dem Verlauf der Gateladekurven mit Ausnahme derjenigen ohne Zwischenkreisspannung kommt es zu einem abrupten Übergang (bei  $U_{CGE \min}$ ). An diesem Punkt verliert ein Teil der Gateoxidkapazität ihre Wirkung auf die Gate-Emitterkapazität. Dieses führt zu einem vorübergehenden Kapazitätsminimum, welches zwischen der Schwellwertspannung ( $U_{TH}$ ) und dem Wert für  $U_{CGE \min}$  auftritt. Die Ursache für das Minimum ist eine vollständige Abwesenheit von Löchern in der n-Basiszone in diesem Bereich. Demgegenüber kommt es unterhalb von  $U_{CGE \min}$  an der halbleiterseitigen n-Basiszone an der Grenze zur Oxidschicht zu einer Bandverbiegung, welche eine Inversion zur Folge hat. Diese Inversionsschicht besteht hier aus Löchern und bewirkt dann wieder den Anstieg der Kapazität  $C_n$ . Die Entstehung der Inversion ist rein potenzialbedingt und wurde im Rahmen von Bauelementsimulationen konkreter untersucht. Hier zeigte sich eine geringe Abhängigkeit des  $U_{CGE \min}$  von der Zwischenkreisspannung. Die Ergebnisse sind im Anhang A7 dargelegt.

Beim statischen Endwert der Gate-Emitterspannung, was immer im Bereich um -15V oder -10 V liegt, ist die minimale Kapazität von Gate-Emitterkapazität nicht mehr gültig. Daher wird an dieser Stelle zwischen -3V und dem statischen Endwert von z.B. -15V ein linearer Übergang vom minimalen Wert zum statischen Endwert von der Gate-Emitterkapazität im Ladungsträgerextraktionsmodell eingefügt. Damit ist die Gate-Emitterkapazität physikalisch spannungsabhängig realisiert worden.

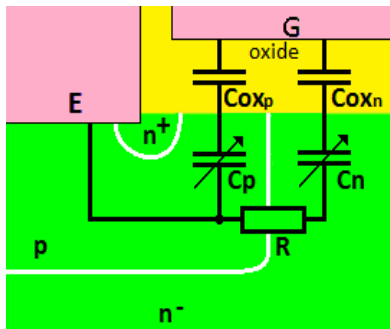


Abb. 3.2-15: Der MOSFET-Steuerkopf und das Schaltbild der für den wesentlichen Verlauf der Gateladekurve wirkenden Ersatzkapazitäten.

Die Kapazität  $C_p$  bleibt in allen Bedingungen nahezu konstant, da im Bereich der p-Wanne immer Ladungen an der Grenze zur Gateoxidschicht vorhanden sind. Oberhalb der Schwellwertspannung sind überall unterhalb des Gateoxids Ladungen vorhanden. Daher stellt sich hier eine maximale Gate-Emitterkapazität ein. Die Gateladekurven sind oberhalb von  $U_{TH}$  nicht aussagekräftig, da sich die Eingangskapazität hier durch mehrere Einflüsse verändert und man daher nicht direkt auf die Gate-Emitterkapazität schließen kann, wie das unterhalb der Schwellwertspannung noch der Fall ist.

## 3.2.5 Gesetzmäßigkeiten beim Abschalten

### a) Die IGBT-internen Kapazitäten bei einer Abschaltung

Zur Verdeutlichung der Wirkungen von  $C_p$  und  $C_n$  wird die Veränderung in Abhängigkeit zwischen Sperren und Durchlass bei einem sehr langsamen Schaltvorgang betrachtet. Vom Durchlass zum Sperren gelten zusammengefasst folgende Gesetzmäßigkeiten:

1.) Durchlass bei  $U_{GE}$  z.B. +15V (solange  $U_{GE} > U_{GE\ min}$ ):

- $C_{oxp}$  und  $C_{oxn}$  addieren sich zu gesamter Oxidkapazität  
(p-Wanne: Inversions-Zone: Akkumulation)

2.) ab vollst. Ausräumung der Löcher in Bereich der (n-Zone):

- Oxidkapazität oberhalb der n-Zone wird wirkungslos  
→ das lokale Kapazitätsminimum beginnt

3.) im gesperrten Zustand:

- $C_{oxp}$  und  $C_{oxn}$  addieren sich zu gesamter Oxidkapazität

## b) Der Stromfluss durch den MOS-Kanal beim Abschalten

Der Beginn des Ausräumvorganges ist entsprechend des Stromverlaufs zu bestimmen. Die Ausräumung erfolgt für eine vollständige Parameterextraktion sowohl mit als auch ohne parallel geschalteten Kondensator. Mit parallel zur Kollektor-Emitterstrecke angeschlossenem Kondensator wird ein Teil des Gesamtstromes vom parallel zum IGBT geschalteten Kondensator übernommen. Daher sinkt der vom IGBT geführte Strom bei kapazitiver Beschaltung bereits, wenn die Kollektor-Emitterspannung steigt und nicht erst, wenn die Zwischenkreisspannung erreicht wurde, wie das bei Abschaltung ohne Kondensator der Fall ist.

In der FEM-Simulation zeigt sich der Beginn des Ausräumvorganges dann, wenn der Löcherstrom am Emitter dem Gesamtstrom entspricht. Hierbei tritt auch ein deutlicher Knick im Gesamtstromverlauf ( $I_C$ ) auf. Die Raumladungszone existiert zu diesem Zeitpunkt bereits, wenn auch sehr gering ausgeprägt. Der Beginn der Raumladungszone selbst zeigt sich auch durch einen Spannungsknick entsprechend des in Abb. 3.2-16 links eingezeichneten Pfeils. Nimmt man fälschlicherweise den Spannungsknick als Beginn der Ausräumung und integriert den gesamten ausgeräumten Strom, erhält man zu viele Ladungen.

Der jeweils schneller schaltende IGBT hat mehr Ladungen ausgeräumt. Will man die effektive Ladungsträgerlebensdauer anhand der ausgeräumten Ladungen bestimmen, erhält man zu kleine (effektive) Ladungsträgerlebensdauern, wenn der Spannungsknick als Beginn des Ausräumens gewertet wird, da der MOS-Kanal bei kleinerer parallel geschalteter Kapazität geringfügig länger offen bleibt (das Gatepotenzial bleibt infolge des steileren  $U_{CE}$ -Anstiegs länger oben). Dieses kann man auch in Abb. 3.2-16 beobachten. Beide Aufnahmen resultieren aus FEM-Simulationen.

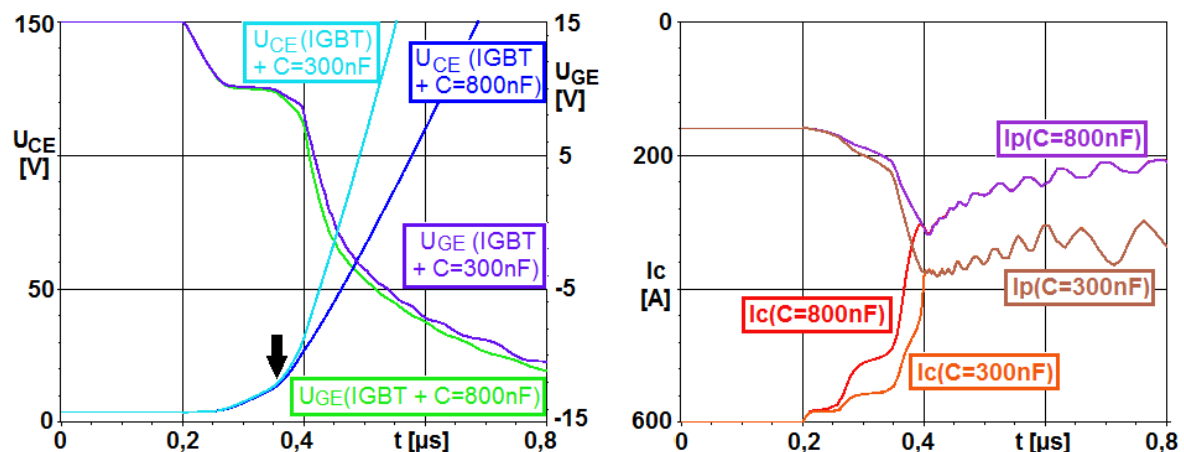


Abb. 3.2-16: Der MOS-Kanal beim IGBT mit größerem Parallel-Kondensator ist später geschlossen, was sich links anhand der Gatespannungsverläufe und rechts anhand der jeweiligen Ströme am Emitter des IGBTs zeigt. Der  $U_{CE}$ - Spannungsknick bei 15 V markiert den Aufbau der RLZ und tritt vor  $I_p = I_C$  auf.

Links in Abb. 3.2-16 sieht man das Gatepotenzial im Vergleich zur jeweiligen Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) und rechts den Gesamtstrom und den anteiligen Löcherstrom. Der  $U_{CE}$ -Unterschied wurde erzielt, indem zwei verschiedene Kondensatoren (300nF, 800nF) bei ansonsten vollständig identischen Ansteuerungen zum IGBT parallel geschaltet wurden. Die FEM-Simulation zeigt eine Zickzackform des Stromes im rechten Bild und deutet auf numerische Probleme des Simulators hin.

## c) Extraktionsmöglichkeiten beim Abschalten

Beim Abschalten lässt sich die Ladungsträgerverteilung, die Avalancheabhängigkeit und die Dotierung bestimmen. Damit das möglich ist, wird der Kanal vollständig geschlossen, damit der Gesamtstrom dem emitterseitigen Löcherstrom entspricht. Weiterhin kann der IGBT kapazitiv beschaltet werden. Die Kapazitäten vermindern die Schaltgeschwindigkeit so, dass auch bei vollständig geschlossenem MOS-Kanal des IGBTs keine durch Avalanche generierten Ladungen hinzukommen.

Es hat sich in Messungen gezeigt, dass die Basisdotierung des IGBTs durch den Vergleich von Abschaltungen mit zwei verschiedenen parallelgeschalteten Kapazitäten bestimmt werden kann. Das ist zwar fehlerbehafteter als die Bestimmung der Dotierung aus der Sperrschichtkapazität, aber bei IGBTs innerhalb von Modulen aufgrund der parasitären Kapazitäten des Moduls die einzige brauchbare Methode. Das Prinzip dafür ist, dass bei gleicher Weite der Raumladungszone der Löcherstrom und die Kollektor-Emitterspannung ermittelt werden. Numerisch folgt daraus eine ganz bestimmte Dotierung. Im Rahmen der Extraktion der Parameter wurde hierfür ein weiteres  $C^{++}$ -Programm entwickelt deren Routine jedoch in den Abhandlungen unter Punkt 3.2-1 angelehnt und in den Gleichungen 3.2-10 bis 3.2-13 erläutert ist.

Wie in der prinzipiellen Darstellung in Abb. 3.2-17 ersichtlich, erfolgt die Abschaltung umso schneller, je kleiner der zum IGBT parallel geschaltete Kondensator ist.

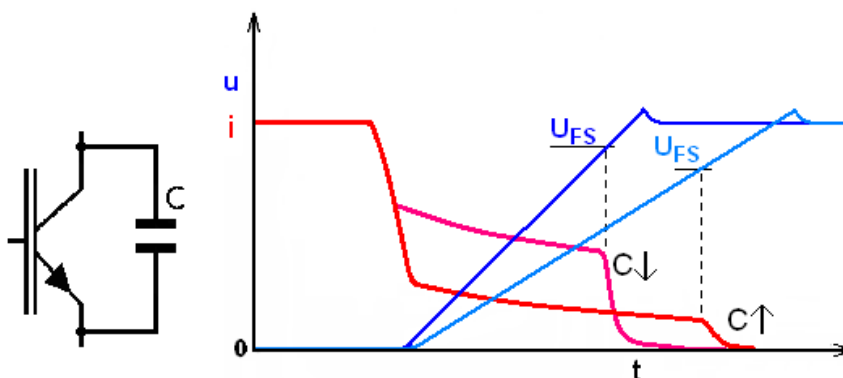


Abb. 3.2-17: Prinzipielle Abhängigkeit von Strom und Spannung beim Ausräumvorgang mit unterschiedlichen Kapazitäten. Die Spannung  $U_{FS}$  symbolisiert die Spannung beim Anstoßen der Raumladungszone die Feldstopschicht (FS-Schicht).

Bei schnellerer Abschaltung ist der Ausräumstrom während des gesamten Vorgangs größer. Dieser entspricht wegen des völlig geschlossenen Kanals dem Löcherstrom und bedingt daher auch eine größere Feldaufteilung in der Raumladungszone. Daher erfolgt das Anstoßen der Raumladungszone an die Feldstoppschicht bei einer höheren Spannung beim schnelleren Ausräumvorgang. Beim Ausräumen mit vollständig geschlossenem MOS-Kanal gilt Gleichung 3.2-33.

$$E(x) = \int_0^x \frac{q}{\varepsilon} \cdot \left( N_D + \frac{j_p}{q \cdot v_p(E, x)} \right) dx \quad (3.2-37)$$

Da die Geschwindigkeit der Ladungsträger innerhalb der Raumladungszone nicht konstant ist, lässt sich Gleichung 3.2-37 nicht analytisch integrieren. Damit lässt sich auch die Spannung über die Raumladungszone nicht analytisch integrieren. Die Integration der Feldstärke über die Raumladungszone erfolgte daher numerisch mit einem ausgelagerten Programm zur Ermittlung der Parameter. Die Integrationsroutine innerhalb des Programms endet dort, wo das  $U_{FS}$  erreicht wurde. ( $U_{FS}$  ist die eingelesene Spannung, siehe Punkt 3.2-1)

Wenn Avalanche auftritt, erhöht sich die Ladungsträgermenge. Das zeigt sich in einer Differenz der ausgeräumten Ladungsträgermenge zwischen kapazitiver und nicht kapazitiver Beschaltung und resultiert aus dem Avalanche. Aus FEM-Simulationen wurde die Erkenntnis gewonnen, dass der Avalanche während der Ausräumung nicht auftritt, wenn der Spannungsanstieg durch einen parallel zum IGBT angeschlossenen Kondensator ausreichender Größe begrenzt wird (ab ca. 200nF bei einem 600A-Modul). Durch Reduktion des Anstiegs der Kollektor-Emitterspannung bei kapazitiver Beschaltung vermindert sich die Feldaufteilung und damit auch die Feldstärke.

Es wurde sowohl in FEM-Simulationen als auch in Messungen festgestellt, dass die ausgeräumte Ladungsträgermenge bei längerer Ausräumung geringer ausfällt. Wenn man die Ladungsträgermenge sehr genau messen kann, empfiehlt es sich, die dabei ermittelte Zeitkonstante als Korrektur in die Ermittlung der ursprünglichen Ladungsträgerverteilung einfließen zu lassen. Eine Korrektur kann nach Gleichung 3.2-38 vorgenommen werden. Dabei ist  $t$  jeweils die Ausräumzeit am jeweiligen Punkt  $x$  und  $Q_0(x)$  die ursprüngliche Ladungsträgerdichte am Punkt  $x$ .  $Q_t(x)$  ist die jeweils beim Ausräumzeitpunkt aus den Messungen ermittelte Ladungsträgerdichte im Punkt  $x$ . Für die Differenz zwischen  $Q_t(x)$  und  $Q_0(x)$  wird ausschließlich Rekombination angenommen.

$$Q_0(x) = \frac{Q_t(x)}{e^{-\frac{t}{\tau}}} \quad (3.2-38)$$



Die in Simulationen ermittelten Lebensdauern sind deutlich unterhalb der eingestellten Ladungsträgerlebensdauern. Wegen der deutlichen Abweichung wird die so bestimmte Zeitkonstante nur als „effektive Ladungsträgerlebensdauer“ bezeichnet.

## 3.3 Prinzip und Zusammenwirken der Teilkomponenten

### 3.3.1 Wesentliches Prinzip

Es ist notwendig, dass der Ladungsträgerverlauf im Durchlass bekannt ist. Bei einer Abschaltung verändert sich die Ladungsträgerkonzentration durch Ausräumung der Ladungsträger und die Kollektor-Emitterspannung steigt. Damit verhält sich das Modell wie eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Die Abschaltung wird durch Begrenzung des Elektronenstroms im MOSFET-Kanal eingeleitet. Die Simulation des Abschaltens erfolgt örtlich kontinuierlich und zeitlich diskret. Prinzipiell gilt für das Modell:

- Eingangsgrößen sind der Kollektorstrom und der Gatestrom
- Für jeden Zeitschritt werden daraus die Weite der Raumladungszone und  $U_{GE}$  berechnet
- Daraus wird als Ausgangsgröße die Kollektor-Emitterspannung berechnet
- Eine notwendige Randbedingung ist die Kenntnis der Ladungsträgerverteilung im Durchlass

### 3.3.2 Unterscheidung zwischen Schalten und Durchlass

Innerhalb der Simulationsroutine muss zwischen Durchlass und Sperren unterschieden werden. Solange sich der IGBT im Durchlasszustand ohne Veränderung der Ladungsträgerkonzentration befindet, existiert der statische Zustand. Ändert sich die Ladungsträgerkonzentration durch Verminderung des vom MOSFET-Kopf eingeprägten Elektronenstromes, beginnt der Schaltvorgang. Diese Bedingung ist vom Programm entsprechend Abb. 3.3-1 eingefügt.

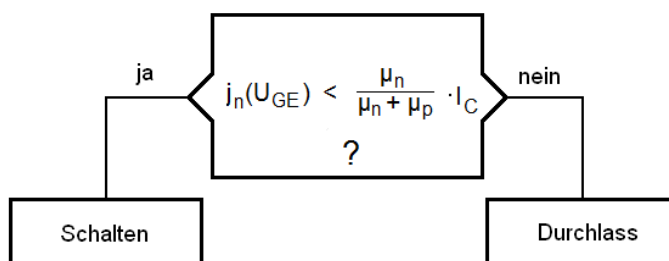


Abb. 3.3-1: Entscheidungsfindung innerhalb des Ladungsträgermodells: Ist die Elektronenstromdichte durch den MOS-Kanal  $j_n(U_{GE})$  entsprechend der Transfercharakteristik kleiner als  $I_C \cdot (\mu_n / [\mu_n + \mu_p])$ , wird der Abschaltvorgang eingeleitet.

In Silizium beträgt der Elektronenstromanteil annähernd drei Viertel des Gesamtstromes am Emitter bei vollem Durchlass. Das bedeutet, dass der Abschaltvorgang dann eingeleitet wird, wenn entsprechend der Transfercharakteristik der durch den MOSFET-Steuerkopf fließende Elektronenstrom kleiner als 75 Prozent des Gesamtstromes ist.

### 3.3.3 Stabilität der Simulation

Simulatoren nutzen in der Regel eine dynamische Schrittweitenanpassung. Statt stetig konstante Zeitschritte zu verwenden werden die Zeitschritte an die transienten Gegebenheiten angepasst. Davon wird u.a. in Saber/MAST Gebrauch gemacht. Da bei Simulatoren die Konvergenz und damit die Stabilität der Berechnung auch bei falschen Ergebnissen durch zu geringe Schrittweite gewährleistet sein kann, müssen zusätzlich transientenabhängige Bedingungen für die Zeitschrittweiten formuliert werden [Bach2000]. Innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells wird das getan, indem in Abhängigkeit der ausgeräumten Ladungen eine komplette Berechnung der implementierten Gleichungen erfolgt. So konnte eine Verringerung der Zeitintervalle an markanten Zeitpunkten realisiert werden.

Das Modell wurde mit MAST realisiert. MAST ist eine analoge Hardwarebeschreibungssprache, ist innerhalb von Saber verwendbar und ermöglicht weiterhin die Einbindung von verschiedenen Arten von Fremdcode, wie z.B. auch C. Auf die Implementierung von Fremdcode konnte verzichtet werden. Das ermöglicht eine stabilere Simulation. Im Gegensatz zum Münchener Modell werden die Stabilitätsprobleme durch Einbettungen fremder Sprachen ausgeschlossen.

## 4. Parameterextraktion

### 4.1 Absicht

Idealerweise sollte die Parameterextraktion das Bauelement nicht zerstören und trotzdem so einfach wie möglich durchführbar sein. Dieses wird beim IGBT-Modul erschwert, da er als Leistungsbauelement selten einzeln, sondern meist in Form von Modulen zusammen mit einer antiparallelen Diode vorkommt. Eine Abtrennung von der Diode würde die Parameterextraktion zwar vereinfachen, führt jedoch zur Modulzerstörung und sollte daher nicht angewandt werden. Nicht alle Messungen, die bei einem einzelnen IGBT zur Gewinnung der Parameter geeignet sind, sind sinnvoll mit der antiparallelen Diode innerhalb eines Moduls zusammen durchführbar. Das Modul bewirkt einige parasitäre Effekte, die mit dem Leistungshalbleiter nicht direkt verbunden sind und damit eine Verfälschung der Parameter bewirken. Aus diesem Grund wird in den weiteren Ausführungen auch darauf hingewiesen, inwiefern einige Messungen zur Parameterextraktion auch für die Modulbauweise geeignet sind.

Ein einzelnes Bauelement kann in seiner Ladungsverteilung anhand einer Polaritätsumkehr analysiert werden, wie sie von Hoffmann und Schuster [Hoff1964] gezeigt wurde. Das ist bei einem IGBT im Modulgehäuse nicht möglich. Durch die Steuerbarkeit des IGBTs stehen jedoch Möglichkeiten zur Verfügung, welche bei nichtgesteuerten Bauelementen wie Dioden nicht anwendbar wären. Das betrifft beispielsweise die Ausräumung des Plasmas, die auch ohne Polaritätsumkehr bei abschaltbaren Bauelementen realisiert werden kann.

### 4.2 Bestimmung der Dotierung und der Ladungsträgerdichte

#### 4.2.1 Ermittlung aus der Sperrschichtkapazität

Die Basisdotierung eines einzelnen Bauelementes kann aus der Sperrschichtkapazität abgeleitet werden. Die Sperrschichtkapazität kann beim IGBT aus Messungen ermittelt werden, wie sie von Tille [Till2005] am Beispiel einer Leistungsdiode erläutert wurde. Die Sperrschichtkapazitäten sind je nach Weite der Raumladungszone so klein, dass die parasitären Kapazitäten des Moduls die Messungen stark stören.

Da nur Messungen des IGBTs innerhalb eines Moduls vorlagen, wurde nur mit FEM-Simulation getestet, ob die Messungen an einem einzelnen IGBT zu ausreichend genauen Ergebnissen führen können. Dafür wurden Gate und Emitter auf das gleiche Potenzial, hier Masse, gesetzt und die jeweilige zu sperrende (positive) Spannung am Kollektor angelegt. Im gesperrten Zustand wird die Gesamtkapazität von der Sperrschichtkapazität bestimmt. Die Gesamtkapazität ergibt sich aus der Bestimmung der Kapazität ähnlich der eines Plattenkondensators mit der Fläche  $A$  und dem Plattenabstand  $l(U)$  nach Gleichung 4.2-1.

$$C_s(V) = \frac{\Delta Q}{\Delta U} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A}{l(U)} \quad (4.2-1)$$

Der Anstieg des elektrischen Feldes in der Raumladungszone an einem bestimmten Punkt  $x$  innerhalb des Kondensators folgt aus der Poissongleichung:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d^2U}{dx^2} = \frac{q \cdot N_D(x)}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (4.2-2)$$

$U$  ist hier die aufgebrachte Spannung. Bei der Sperrschicht muss für  $U$  die Differenz aus angelegter Spannung und Diffusionsspannung eingesetzt werden. Da die Diffusionsspannung bei angelegten Spannungen einiger hundert Volt wie beim IGBT vernachlässigbar ist, ergibt sich eine nahezu vernachlässigbare Korrektur.

Die Diffusionsspannung kann bei Bedarf leicht experimentell bestimmt werden, wenn man die gemessene Sperrspannung im Koordinatensystem über den Kehrwert der quadratischen Sperrschichtkapazität abträgt. Eine lineare Verbindung führt den Schnittpunkt mit der  $U$ -Achse auf die Diffusionsspannung.

In die Kondensatorgleichung kann man für  $l(U)$  auch beliebige Werte  $x$  innerhalb der Sperrschichtweite einsetzen. Man würde die Teilkapazitäten zwischen  $x(E=0)$  und dem gewählten  $x$  bekommen. Nimmt man den quadratischen reziproken Wert von dieser Teilkapazität, so kann man diese für die Berechnung der Poissongleichung heranziehen, so dass man auch variable Dotierungen ohne numerische Berechnung der Poissongleichung errechnen kann. Es gilt damit die Gleichung 4.2-3.

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{d^2U}{d\left(\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A}{C(x)}\right)^2} \quad (4.2-3)$$

Gleichung 4.2-3 umgestellt ergibt Gleichung 4.2-4.

$$\frac{d^2U}{d\left(\frac{1}{C(x)}\right)^2} = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot q \cdot N_D(x) \cdot A^2 \quad (4.2-4)$$

Doppelte Integration dieser Gleichung führt zu Gleichung 4.2-5.  $U_0$  ist dabei die Diffusionsspannung, allgemein die Integrationskonstante, bei welcher  $1/C(x)^2$  gegen null geht.

$$U_Z - U_0 = \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot q \cdot N_D(x) \cdot A^2}{2} \cdot \left( \frac{1}{C(x)} \right)^2 \quad (4.2-5)$$

Trägt man also die Sperrspannung über das Quadrat der reziproken Sperrschichtkapazität auf, erhält man aus dem Anstieg die jeweilige Dotierung am Ende der Sperrschicht. Das ist insbesondere bei allmählich ändernden Dotierungen nützlich, beispielsweise bei einem sanften Übergang der Basisdotierung zur Feldstopdotierung bei bestimmten IGBTs.

Solange entlang der Sperrschicht eine konstante Dotierung vorherrscht, kann aus den absoluten Werten der Sperrspannung auf die Dotierung geschlossen werden. Die aktive Fläche  $A$  sollte dafür vom Halbleiterhersteller vorgegeben werden. Für die spannungsabhängige Sperrschichtweite  $l(U)$  gilt dann Gleichung 4.2-6.

$$l(U) = \sqrt{\frac{2 \cdot (U_Z - U_0) \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{q \cdot N_D}} \quad (4.2-6)$$

Für die Sperrschichtkapazität ergibt sich dann Gleichung 4.2-7:

$$C_s(U) = A \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot q \cdot N_D}{2 \cdot (U_Z - U_0)}} \quad (4.2-7)$$

Die Funktion  $1/C_s^2$  über der am IGBT angelegten Spannung  $U=U_Z-U_0$  ergibt für konstante Dotierung eine Gerade.

$$\frac{1}{C_{sp}^2(U)} = \frac{2}{A^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot q \cdot N_D} \cdot (U_Z - U_0) \quad (4.2-8)$$

Bei sich ändernder Dotierung kann die Dotierung bei einem Wert  $x$ , bis zu der die Sperrschicht reicht, aus dem Anstieg nach Gleichung 4.2-8 über  $(U_Z - U_0)$  berechnet werden. Unabhängig davon ob innerhalb der Raumladungszone die Dotierung konstant ist oder sich ändert, gilt immer die Beziehung aus Gleichung 4.2-9:

$$l(U) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{A}{C_{sp}(U)} \quad (4.2-9)$$

Durch geeignete Beschaltung ist es möglich, dass die Messinstrumente nicht für Hochspannung ausgelegt sein müssen. Für die Messung der wirksamen Sperrschichtkapazität wird der Zwischenkreisspannung eine hochfrequente

Wechselspannung überlagert. Ein prinzipiell dafür geeigneter Schaltplanaufbau ist in Abb. 4.2-1 zu sehen.

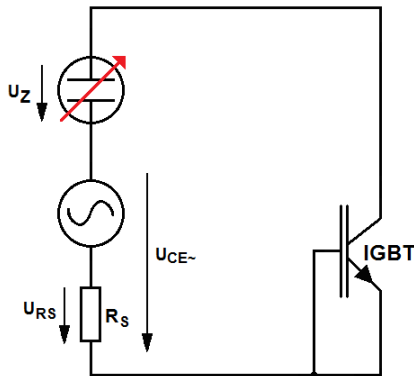


Abb. 4.2-1: Schaltplan zur Messung der Sperrschichtkapazität eines IGBT in Abhängigkeit der Zwischenkreisspannung ( $U_Z$ ).

Der Shunt  $R_S$  dient der Bestimmung des Stroms durch den IGBT. Die Phasenverschiebung der Spannung über dem Shunt gegenüber der angelegten Sinusspannung sollte nahezu  $90^\circ$  betragen, andernfalls ist der ohmsche Anteil der Sperrschichtkapazität zur korrekten Kapazitätsbestimmung herauszurechnen. Eine Messung über beide Bauelemente (Shunt und Spannungsquelle) führt bei konstanter Zwischenkreisspannung ( $U_Z$ ) auf den Wechselanteil der Spannung ( $U_{CE\sim}$ ), der am IGBT anliegt. Alternativ kann auch die Wechselspannungskomponente direkt über den IGBT gemessen werden. Das ist besonders dann zu empfehlen, wenn  $U_Z$  Blindleistungskomponenten enthält und dadurch die am IGBT anliegende Wechselspannung verändert. Die Sperrschichtkapazität folgt aus Gleichung 4.2-10.

$$C_s(U) = \frac{I_{C\sim}}{2\pi \cdot \nu \cdot U_{CE\sim}} \quad (4.2-10)$$

Die aus elektrischen Messungen per FEM-Simulation ermittelten Kapazitäten führen auf Dotierungen, die im Mittel nur 1,7 Prozent über der tatsächlichen Dotierung lagen. Ungenauigkeiten resultierten aus nicht immer gleichbleibenden Sinusformen, die ihren Ursprung im Alias-Effekt (zu seltene Abtastung, Verletzung des Shannon-Nyquist Abtasttheorems) haben.

## 4.2.2 Ermittlung der Basisdotierung aus Abschaltmessungen

Die Bestimmung der Dotierung aus den Abschaltmessungen ist für den IGBT innerhalb eines Moduls geeigneter als die Parametrierung anhand der Sperrschichtkapazität, da durch das Modul zu viele verfälschende parasitäre Kapazitäten auftreten. Diese Verfälschungen

sind dem Modul zuzuschreiben, auch weil Abweichungen umso stärker ausfallen, je weniger aktive IGBT-Fläche im Modul vorhanden ist. Das wurde durch eine Aufnahme der Sperrschichtkapazität eines einzelnen Chips innerhalb eines Moduls im Vergleich zu einem gleichgroßen Modul mit mehreren Chips festgestellt. Das deutet auf parasitäre Kapazitäten hin, z.B. durch die Kühlplatten.

Es wurde das unter 3.2-5 c erläuterte Prinzip genutzt, bei dem durch Verwendung parallelgeschalteter Kondensatoren unterschiedliche Ausräumgeschwindigkeiten bei jeweils vollständig geschlossenem MOS-Kanal erzielt wurden. Als Kondensatoren parallel zum IGBT wurden  $0,5\mu\text{F}$  und  $1,0\mu\text{F}$  große Kondensatoren genutzt, was in Anhang A9 näher dokumentiert wird.

Die IGBTs hatten entsprechend ihrer Transfercharakteristik eine Schwellwertspannung von  $8,6\text{V}$ . Bei Überschreitung dieser Schwelle beginnt der gezählte Ausräumvorgang. Der IGBT wurde jeweils mit gleichem Strom für  $500\mu\text{s}$  durchflossen, bevor er abgeschaltet wurde. Das garantiert eine vollständige Flutung mit Ladungsträgern. Das Modul FZ600R65KF2 wurde dafür bei verschiedenen Strömen von  $100\text{A}$ ,  $300\text{A}$  und  $600\text{A}$  mit jeweils  $0,5\mu\text{F}$  und  $1,0\mu\text{F}$  getestet.

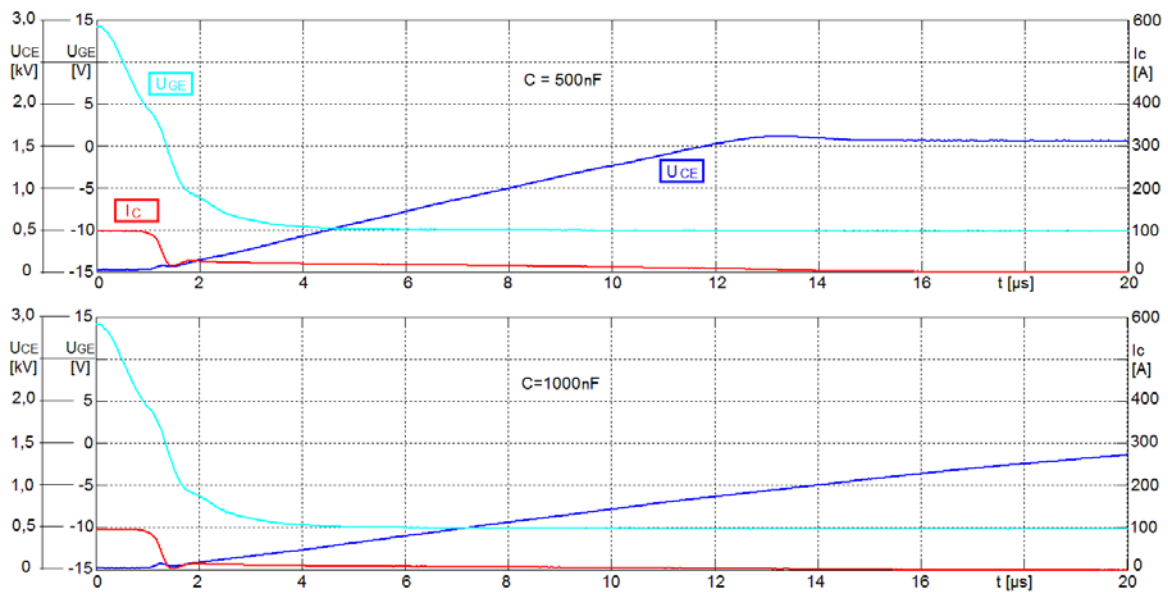


Abb. 4.2-2: Schaltkurven aus einer Messung zur Bestimmung der Basisdotierung eines  $6,5\text{kV}$ -IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) bei zwei verschiedenen Kapazitäten nach einer Stromführung von  $100\text{A}$ .

Es hat sich bewährt, zuerst die ausgeräumte Ladungsträgermenge mit der kleineren Kapazität aufzunehmen. Dabei wurden mehrere Messpunkte jeweils bei verschiedenen Kollektor-Emitterspannungen aufgenommen. Dann ist die Dotierung mit der Messung zusammen zu bestimmen, bei welcher das IGBT-Modul mit der höheren Kapazität beschaltet wurde. Da der Strom auf die Ladungsträgermenge wirkt und die Ströme nicht

exakt gleich waren, ist diese Ladungsmenge zu korrigieren um auf gleiche Weiten der Raumladungszone zu kommen. Nur bei angenommener jeweils gleicher Weite der Raumladungszone ist die Bestimmung der Dotierung mit dem entworfenen Programm möglich. Dieser Sachverhalt ist in Abb 4.2-3 prinzipiell gezeigt. Nimmt man an, dass bei der einen Abschaltung genau der doppelte Ausräumstrom wie bei der anderen fließt, so sollte bei Vernachlässigung der Rekombinationen beim Ausräumen jeweils die gleiche Ladungsmenge ausgeräumt sein. Bei Rekombinationen jedoch werden bei der länger dauernden Ausräumung weniger Ladungen extrahiert. Bei halbem Ausräumstrom ist die Ladung daher nicht bei der doppelten Ausräumzeit vollständig ausgeräumt, sondern bereits vorher (rot markiert in Abb. 4.2-3). Könnte man die Rekombination vernachlässigen, so wäre der Ausräumvorgang in Abb. 4.2-3 erst mit der gestrichelten Linie abgeschlossen. Dieser Sachverhalt muss bei der Bestimmung der Ladungsträgerverteilung berücksichtigt werden, denn dadurch verschiebt sich mit zunehmender Zeitdifferenz zwischen zwei verschiedenen schnellen Schaltvorgängen die Weite der Raumladungszonen bei gleichen Ladungsträgerdichten.

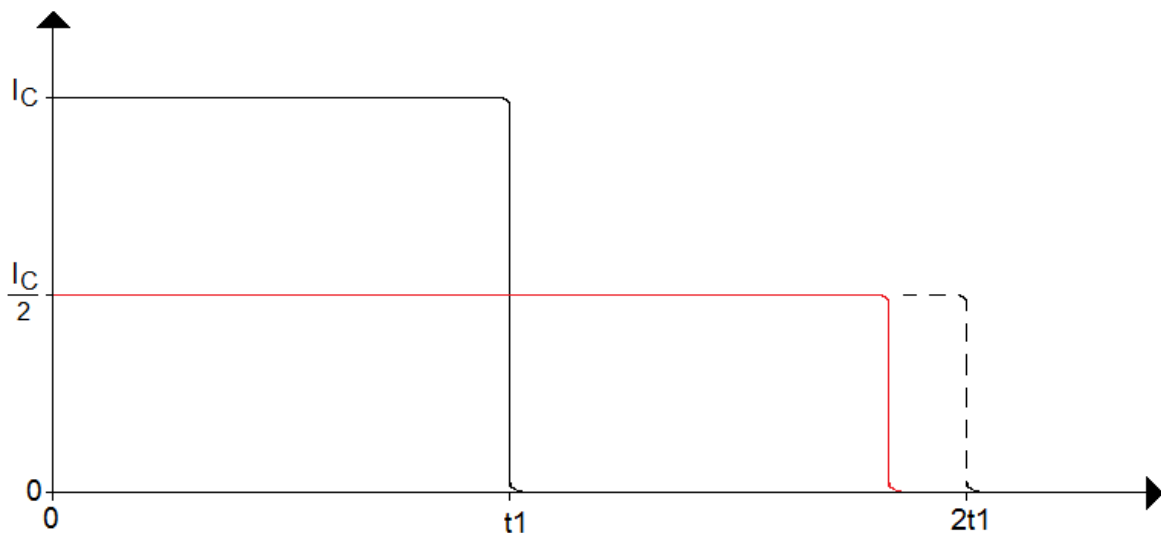


Abb. 4.2-3: Prinzipielle Verdeutlichung der Rekombinationswirkung beim Abschaltvorgang nach jeweils gleicher Stromführung vor der Ausräumung, die hier bei Null beginnt. Die ausgeräumte Ladung bei längerer Ausräumzeit mit Rücksicht der Rekombination (bzw. die Fläche unterhalb der roten Linie) ist kleiner gegenüber der schnelleren Ausräumung.

Die Ladungsmengen, die bis zu einer bestimmten Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) ausgeräumt wurden, werden mit einem Matlab-Programm ermittelt.

Tab. 4.1 zeigt die Werte der ausgeräumten Ladungsmenge mit einer kapazitiven Beschaltung mit  $C=500\text{nF}$  von dem Zeitpunkt an, bei welcher die Gate-Emitterspannung erstmalig die Schwellwertspannung unterschreitet, bis die jeweils aufgeführte Kollektor-Emitterspannung erreicht wurde. Zusätzlich sind noch die Löcherströme und die



Ausräumzeiten jeweils angefügt.

Der Vergleich mit der kapazitiven Beschaltung mit 1000nF dient zuerst der Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer nach Gleichung 3.2-38 aus dem vorigen Abschnitt. Dieser Schritt ist nötig, um die ausgeräumte Ladung bei längerer Ausräumzeit so zu korrigieren, dass man auf Messwertepaare aus der Kollektor-Emitterspannung und dem Löcherstrom ( $I_p$ ) bei gleicher Weite der Raumladungszone kommt. Das ist nötig für die Berechnung der Dotierung.

Tab. 4.1: Die Kollektor-Emitterspannung, die ausgeräumte Ladung, die Ausräumzeit und der Löcherstrom eines 6,5kV-IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) bei einer kapazitiven Beschaltung mit 500nF nach vorheriger Führung eines Stromes von 100A (Flussdauer 500 $\mu$ s).

$U_{CE}$	$Q_{aus}$ [ $\mu$ C]	$\Delta t$ [ $\mu$ s]	$I_p$
500	128,56	3,9158	18,70
600	141,48	4,6180	18,18
700	153,41	5,2924	17,29
800	165,17	5,9864	16,56
900	176,82	6,7088	15,52
1000	188,25	7,4658	14,57
1100	198,11	8,1736	13,28
1200	207,24	8,8980	12,01
1300	216,57	9,7230	10,53
1400	223,91	10,4630	9,16
1500	230,71	11,2500	8,16

In erster Näherung wird zuerst das Messwertepaar mit  $Q_{aus}$  ( $U_{CE}=500V$ ,  $C=500nF$ ) herangezogen. Die Werte für  $C=500nF$  sind aus Tab. 4.1 ablesbar. Der zweite Teil des ersten Messwertepaares ergibt sich aus dem gemeinsamen  $Q_{aus}$  bei einer kapazitiven Beschaltung von 1000nF. Es ergibt sich dabei ein  $U_{CE}$  von 451,1V, ein Löcherstrom von 10,41A und eine Ausräumzeit von 6,045 $\mu$ s, wie in Tab. 4.2 ersichtlich, in welcher die betrachteten Meßwertepaare mit gleicher ausgeräumter Ladungsträgermenge nebeneinander aufgelistet sind.

Die Messwertepaare mit gleicher ausgeräumter Ladung ( $Q_{aus}$ ) haben keine gemeinsame Weite der Raumladungszone, weil während der länger dauernden Ausräumung jeweils mehr Ladungen rekombiniert sind und diese daher nicht beim Extrahieren der Ladungen zum Ausräumstrom beitragen. Der Weitenunterschied in den Raumladungszonen steigt mit zunehmender Ausräumzeit. Das wird besonders deutlich in Tab. 4.2, wo bei einer ausgeräumten Ladung von 188,25 $\mu$ C bei kleinerem Löcherstrom sogar eine höhere

Kollektor-Emitterspannung (1060V gegenüber 1000V) als bei größerem Löcherstrom auftritt. Diese Unterschiede lassen sich numerisch so korrigieren, dass man daraus Messwertepaare mit gemeinsamer Weite der Raumladungszone erhält. Es genügt ein einziges Ladungsträgerpaar mit gemeinsamer Raumladungszonenweite zu kennen, um dabei aus den jeweils vorhandenen ausgeräumten Ladungsträgermengen und Ausräumzeiten die effektive Ladungsträgerdichte und die Dotierung zu bestimmen. Das wird anhand folgenden Näherungsbeispiels erläutert:

Der Löcherstrom entspricht der zeitlichen Ableitung der gegenwärtig ausgeräumten Ladung und ist ein Gradmesser, wie viel Ladung bei jeweils gleicher Weite der Raumladungszone zu unterschiedlichen Zeitpunkten vorhanden ist.

Tab. 4.2: Messwertepaare mit gemeinsamer ausgeräumter Ladungsmenge  $Q_{\text{aus}}$  zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration des 6,5kV-IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) und der jeweiligen kapazitiven Beschaltung mit 500nF bzw. 1000nF nach vorheriger Führung eines Stromes von 100A (Flussdauer 500 $\mu$ s).

$Q_{\text{aus}}$ [ $\mu$ C]	C=500nF			C=1000nF		
	$U_{\text{CE}}$ [V]	$I_{\text{p}}$ [A]	$t_{\text{aus}}$ [ $\mu$ s]	$U_{\text{CE}}$ [V]	$I_{\text{p}}$ [A]	$t_{\text{aus}}$ [ $\mu$ s]
128,56 (1. Messwertepaar)	500	18,70	3,9158	451,1	10,41	6,0450
165,17 (2. Messwertepaar)	800	16,56	5,9864	775,0	7,51	10,1140
188,25 (3. Messwertepaar)	1000	14,57	7,4658	1060,0	3,99	14,2011

Wegen der unterschiedlichen Ausräumzeit hat das Messwertepaar zwar nicht exakt die gemeinsame Weite der Raumladungszone, jedoch kann man das Verhältnis der Löcherströme des ersten Messwertepaares als Normierung zur Korrektur des zweiten Messwertepaares nutzen. Das Näherungsprinzip wird durchgeführt um die effektive Zeitkonstante zu bestimmen. Diese Konstante ist nötig für die Ermittlung von Messwertpaaren unterschiedlicher Ausräumzeit (und damit unterschiedlicher Löcherströme) und gleicher Weite der jeweils ausgeräumten Zone. Daraus kann die Dotierung der Basiszone bestimmt werden. Desweiteren ist die effektive Zeitkonstante nötig, um die Ladungsträger-konzentration vor dem Abschaltzeitpunkt zu bestimmen. Da während der Ausräumung Ladungsträger rekombinieren, werden jeweils weniger Ladungen entlang des IGBTs ausgeräumt, je länger der Ausräumvorgang dauert.

Da die ausgeräumte Menge der Ladungen je Zeiteinheit direkt mit der Höhe der Löcherströme korreliert, können die Löcherströme jeweils genutzt werden, um die Effekte

der Rekombination so zu korrigieren, dass man auf die Messwertepaare kommt, die die gemeinsame Weite der Raumladungszone besitzen. Für die Ermittlung der Zeitkonstante reicht dabei eine große erste Näherung aus. Die Näherung wird dabei so vorgenommen, indem die Löcherstromverhältnisse mit der Ausräumzeit in Bezug gesetzt werden. Wegen der Rekombination sinkt das Löcherstromverhältnis mit zunehmender Zeitdifferenz. Dies ermöglicht eine numerische Korrektur der ausgeräumten Ladungsträgermengen. Dabei wird so vorgegangen, dass das Löcherstromverhältnis beim ersten Messwertepaar (Tab. 4.2 bei  $Q_{\text{aus}}$  jeweils  $128,56\mu\text{C}$ ) als Bezug genutzt für ein beliebiges zweites Messwertepaar herangezogen wird. Anhand der Änderung des Löcherstromverhältnisses wird eine erste Korrektur der ausgeräumten Ladungsträgermenge (für den langsameren Schaltvorgang bei  $1000\text{nF}$ ) vorgenommen. Für die Ermittlung der effektiven Ladungsträgerdichte reicht eine erste Näherung. Das geschieht anhand des folgenden Beispiels:

Das erste Messwertepaar ergibt als Verhältnis der Löcherströme 1: 0,5567 ( $18,70\text{A} : 10,41\text{A}$ ). Das zweite Messwertepaar wurde bei einer ausgeräumten Ladungsmenge von  $165,17\mu\text{C}$  herangezogen. Bei  $C=1000\text{nF}$  ergibt sich dabei eine Kollektor-Emitterspannung von  $775\text{V}$ , einen Löcherstrom von  $7,51\text{A}$  und eine Ausräumzeit von  $10,11\mu\text{s}$  (Tab. 4.2). Das Löcherstromverhältnis beträgt nun 1:0,4534 ( $16,56\text{A} : 7,51\text{A}$ ). Das sind nur noch 81,447% des Löcherstromverhältnisses vom ersten Messwertepaar. Da die gleiche Weite der Raumladungszone bei  $C=1000\text{nF}$  jedoch früher erreicht wird, sollte man in erster Näherung einen Wert für die ausgeräumte Ladung suchen, welcher der Weite der Raumladungszone bei der kapazitiven Beschaltung mit  $500\text{nF}$  näher kommt. Der Abschaltvorgang mit  $500\text{nF}$  verläuft schneller als mit  $1000\text{nF}$ . Ohne Rekombination beim Ausräumen würden sich die Löcherstromverhältnisse nicht ändern. Es muss damit eine ausgeräumte Ladung gesucht werden, die etwas kleiner als beim schnelleren Vorgang ist.

Für das Bestimmen der kleineren Ausräummenge (bei  $1000\text{nF}$ ) wird zuerst die Differenz der ausgeräumten Ladungsmenge beider Messwertepaare herangezogen, die nach Tab. 4.2 genau  $36,61\mu\text{C}$  ( $165,17\mu\text{C} - 128,56\mu\text{C}$ ) beträgt. Davon wird nur der Teil des Löcherstromverhältnisses vom zweiten Messwertepaar verwendet ( $81,447\% = 29,82\mu\text{C}$ ) herangezogen. Diese können den  $128,56\mu\text{C}$  hinzuaddiert werden und man erhält  $158,38\mu\text{C}$ .

Der Löcherstrom und die Kollektoremitterspannung wird dann für  $C=1000\text{nF}$  erneut bestimmt, jedoch mit diesen  $158,38\mu\text{C}$  als ausgeräumte Ladung. Damit wurde der Unterschied in den Raumladungszonen verkleinert. Die Ausräumzeit bei diesem Wert beträgt  $9,23\mu\text{s}$  und  $I_p=7,77\text{A}$ .

Für die Bestimmung der effektiven Ladungsträgerlebensdauer muss in erster Näherung noch die Ausräumzeit korrigiert werden. Dafür werden die Löcherstromverhältnisse herangezogen, um die Zeitdifferenz in erster Näherung zu erhalten. Das Verhältnis der Löcherströme beträgt 1 : 0,469 ( $16,568\text{A} : 7,77\text{A}$ ). Das sind 84,25% gegenüber dem Löcherstromverhältnis des ersten Messwertepaares. Die Zeitdifferenz zwischen den Messwertepaaren bei der  $1000\text{nF}$ -Beschaltung beträgt  $3,19\mu\text{s}$  ( $9,23\mu\text{s} - 6,04\mu\text{s}$ ). Bei  $2,13\mu\text{s}$  Unterschied zwischen den Ausräumzeiten des ersten Messwertepaares, das ist etwa

die Hälfte der Differenz der Ausräumzeit beim zweiten Messwertepaar, wird die Hälfte der Zeitdifferenz des ungenäherten ( $10,11\mu\text{s}$ ) und des ersten genäherten Wertes ( $9,23\mu\text{s}$ ) herangezogen. Das sind  $0,44\mu\text{s}$ . Diese Dauer ist der Zeitdifferenz von  $3,19\mu\text{s}$  hinzuzufügen. Die Berechnung der effektiven Zeitkonstante erfolgt nach Gleichung 4.2-11.

$$\tau = \frac{-(3,19\mu\text{s} + 0,44\mu\text{s})}{\ln(0,8425)} = 21,2\mu\text{s} \quad (4.2-11)$$

In erster Näherung entspricht dieser Wert der effektiven Ladungsträgerlebensdauer. Weitere Messungen, auch mit höherer Ladungsträgerlebensdauer, führten jeweils zu Werten zwischen  $18\mu\text{s}$  und  $26\mu\text{s}$ . Die ausgeräumte Ladungsträgermenge der Messwertepaare mit  $1000\text{nF}$  Beschaltung führte nach numerischer Rechnung zu Dotierungen (um  $4 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^3$ ), die von den tatsächlichen abwichen ( $5,8 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^3$ ). Die Messmethode ist zur Bestimmung nicht so genau wie die Ermittlung der Dotierung aus der Sperrschichtweite. Sie ist jedoch auch für Module anwendbar und kann zur Parameterextraktion für das Ladungsträgerextraktionsmodell zur groben Einstellung der Basisdotierung dienen, da die Hauptcharakteristik von den mobilen Ladungen und nicht von der Dotierung bestimmt wird. Die Simulationsunterschiede zwischen tatsächlicher und ermittelter Dotierung sind gering, was in Abb. 4.2-4 sichtbar ist.

Die Verläufe der Kollektor-Emitterspannung und der Gate-Emitterspannung ähneln sich stark bei der gleichen Dotierung. Der Kollektorstrom ( $I_C$ ) zeigt in Abb. 4.2-4 bei geringerer angenommener Dotierung einen früheren Abriss des Tailstroms, weil die Feldaufteilung während in der Raumladungszone flacher verläuft und somit weniger Restladung im Bauelement verbleibt. Da bei niedrigerer angenommener Dotierung die Weite der Basiszone in der Parameterextraktion weiter ausfällt, wird die Ladung länger ausgeräumt und somit der Fehler in der ermittelten Dotierung in den Stromverläufen wieder kompensiert.

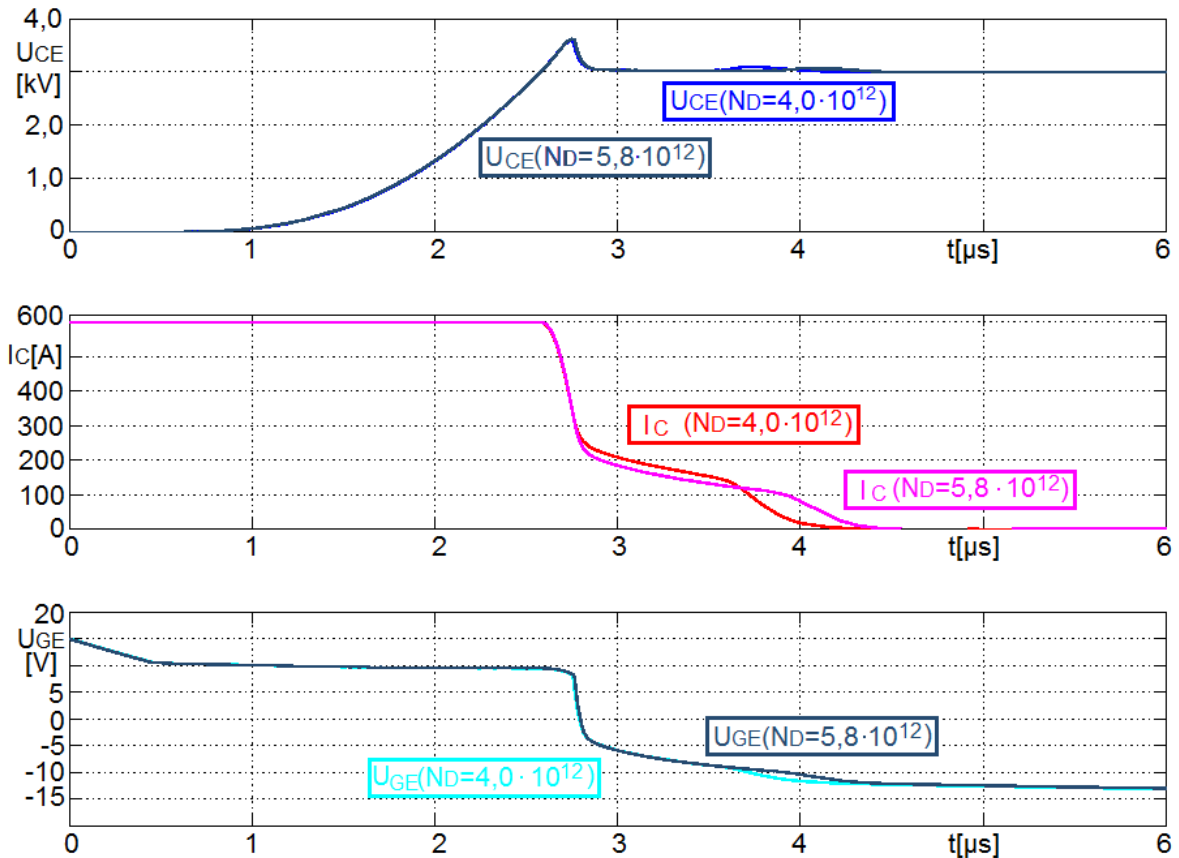


Abb. 4.2-4 Simulationsergebnisse einer Abschaltung mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell mit der gemessenen und der tatsächlichen Basisdotierung.

Für die Ermittlung der Weite der Raumladungszone bei Anstoß der Raumladungszone an die Feldstoppschicht muss die Zwischenkreisspannung so stark angehoben werden, damit es zu einem Anstoßen kommt. Hier ist die Bestimmung der effektiven Zeitkonstante einfacher, da beim Anstoß wegen der gleichem Weiten der Raumladungszone die Messwerteparameter nicht unbedingt korrigiert werden müssen. Weitere Berechnungen der Ladungsträgerverteilung sind in Anhang A9 aufgelistet.

## 4.2.3 Bestimmung der Ladungsträgerdichteverteilung

Für die Ermittlung der Ladungsträgerdichteverteilung werden ebenfalls die Abschaltmessungen des IGBTs herangezogen, in denen eine parallele Kapazität zugeschaltet ist. Die kapazitive Beschaltung wird hier nur dafür genutzt, um den Avalanche zu unterdrücken. Da entsprechend dem Abschnitt 3.2 und der Abb. 3.2-3 eine lineare Ladungsträgerverteilung im Bauelement vorherrscht, reicht die Bestimmung von zwei Ladungsträgeraufhängen aus.

Das Prinzip liegt darin, dass aus einer angenommenen Dotierung und den jeweiligen Messwertepaaren (aus  $U_{CE}$  und  $I_P$ ) die Weite der Raumladungszone numerisch berechnet wird. Als Dotierung der Basiszone wird der ermittelte Wert aus dem im Punkt 4.2

vorgestellten Lösungsalgorithmus verwendet. Bei bekannter Fläche wird die ausgeräumte Ladungsträgermenge bei zwei verschiedenen Weiten der Raumladungszone verglichen. Die dabei auftretende Differenz der Ladungsträger bestimmt die Ladungsträgerdichte im jeweils betrachteten Bereich bis zu der sich die Raumladungszone erstreckt. Mit Hilfe der effektiven Zeitkonstante kann dann auf die ursprüngliche Ladungsträgerkonzentration geschlossen werden, die am selbigen Ort im Durchlass vorlag. Solange die Zwischenkreisspannung nicht erreicht ist befindet sich Rückseitenemitter des IGBTs im Durchlass. Da der jeweils ausgeräumte Strom dabei wieder zu einem Viertel erneut am Kollektor des IGBT injiziert wird, wird die rechnerisch ermittelte Ladungsträgerdichte mit dem Faktor 0,75 ( $=\mu_n/\mu_n+\mu_p$ ) multipliziert, um auf die tatsächlich ausgeräumten Ladungsträger zu kommen.

Die Ladungsträgerverteilung bei konstantem Strom durch einen IGBT ändert sich mit der Zeit bis sich nach etwa 300-500 $\mu$ s bei einem 6,5kV-IGBT der statische Endwert eingestellt hat. Bei IGBTs kleinerer Sperrspannung geschieht das eher. Man kann das anhand der Durchgangsspannung testen. Beim statischen Endwert ist mit noch längerer Leitdauer keine weitere Veränderung (Anreicherung) der Ladungsträgerdichte verbunden. Die nötige Leitdauer wird in den Messungen durch eine H-Brücke erreicht. Näheres zum Messaufbau ist in Anhang A9 ersichtlich.

Am Beispiel der Ladungsträgerkonzentration bei  $I=600$ A am KF2-Modul (FZ600R65KF2) wird im Folgenden die Parameterextraktion bei einer Kollektor-Emitterspannung gezeigt. Dafür sind in Tab. 4.3 die erfassten Messwerte mit der dazu passenden ermittelten Weite der Raumladungszone ( $w_{RLZ}$ ) im Bereich um 550V, 950V und 1450V aufgelistet.

Tab. 4.3: Kollektor-Emitterspannung, ausgeräumte Ladung, Ausräumzeit, Löcherstrom und Ausräumzeit eines 6,5kV-IGBT-Moduls (FZ600R65KF2) bei einer kapazitiven Beschaltung mit 1000nF, vollständig geschlossenem Gate nach Führung eines 600A großen Durchlassstroms für 500 $\mu$ s Dauer bei 300K.

$U_{CE}$	$Q_{aus}$ [ $\mu$ C]	$I_p$ [A]	$t_{aus}$ [ $\mu$ s]	$w_{RLZ}$ [ $\mu$ m]
500	454,61	112,33	1,5636	210,2
550	466,09	112,28	1,6660	222,2
600	478,81	111,42	1,7800	234,3
900	549,45	107,32	2,4276	299,2
950	561,98	105,89	2,5444	309,8
1000	573,40	103,21	2,6532	321,3
1400	661,10	99,68	3,5062	393,0
1450	671,31	99,39	3,6088	401,2
1500	684,89	95,94	3,7476	412,9

Aus den Werten der Tabelle 4.3 wird nach Gleichung 4.2-12 die Ladungsträgerdichte im ausgeräumten Teilbereich ermittelt. Für  $t$  ist jeweils die Ausräumzeit  $t_{\text{aus}}$  einzusetzen.

$$p_t(w_{\text{RLZ}}) = \frac{I_p(t) \cdot \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p}}{q \cdot A \cdot \frac{\Delta w_{\text{RLZ}}(\Delta t)}{\Delta t}} = \frac{\Delta Q_{\text{aus}}(\Delta t)}{q \cdot A \cdot \Delta w_{\text{RLZ}}(\Delta t)} \cdot \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \quad (4.2-12)$$

Aus  $p_t$  wird die ursprünglich im Durchlass existierende Ladungsträgerdichte  $p_0$  ermittelt. Das ist mit Hilfe der Gleichung 3.2-38 möglich, wobei für  $t$  jeweils  $t_{\text{aus}}$  und für  $\tau$  der Wert  $21,2 \mu\text{s}$  eingesetzt wurde.  $q$  ist die Elementarladung und als aktive Fläche wurden  $20,5 \text{ cm}^2$  eingesetzt. Die aktive Fläche wurde vom Halbleiterhersteller angegeben und ist die einzige Größe, die für die erfolgreiche Parameterextraktion vom Hersteller vorliegen muss, wenn man auf zerstörende Extraktionsverfahren verzichten möchte. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.4 aufgelistet.

Tab. 4.4: Die aus den Werten der Tab. 4.3 ermittelten Parameter zur Bestimmung der Ladungsträgerverteilung im Durchlass bei 600A.

$U_{\text{CE-Bereich}} [\text{V}]$	$\Delta Q_{\text{aus}} [\mu\text{C}]$	$\Delta w_{\text{RLZ}} [\mu\text{m}]$	$p_t(w_{\text{RLZ}}) [10^{15} \text{ cm}^{-3}]$	$p_0(w_{\text{RLZ}}) [10^{15} \text{ cm}^{-3}]$
500-550	11,48	12,0	2,18	2,36
550-600	12,72	12,1	2,40	2,61
900-950	12,53	10,6	2,70	3,04
950-1000	11,42	11,5	2,27	2,57
1400-1450	10,21	8,2	2,84	3,37
1450-1500	13,58	11,7	2,65	3,16

Aus Tab. 4.4 ist ersichtlich, dass die Ladungsträgerverteilung im Durchlass ( $p_0$ ) tendenziell zum Kollektor hin zunimmt. Das entspricht der Realität. Die Schwankungen der beiden Werte für  $p_0$  jeweils um 550V, 950V und 1450V sind durch Messunsicherheiten zu erklären. Vergleicht man die mittleren Werte mit den tatsächlichen Durchlasswerten, so passen diese Werte sehr gut zur Verteilung der FEM-Analyse. Es wird hier davon ausgegangen, dass die Verhältnisse der FEM-Analyse auch im realen Bauelement vorherrschen.

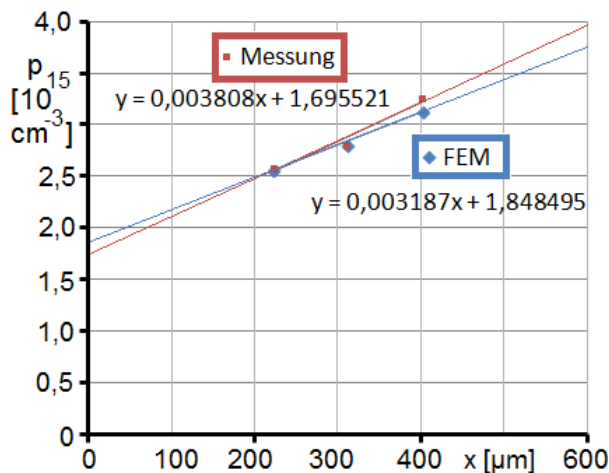


Abb. 4.2-5: Vergleich der durch Ausmessung ermittelten Ladungsträgerverteilung entlang des Bauelementes mit der tatsächlichen, die bei der FEM-Simulation bestimmt wurde. Es wurden nur die drei markierten Stützpunkte ermittelt. Daraus ergab sich jeweils eine Regressionsgerade mit der dazugehörigen Formel (Das y der Formel ist für eine Übereinstimmung mit der y-Achse mit dem Faktor  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  zu multiplizieren).

Die ermittelte Ladungsträgerverteilung im Vergleich zur tatsächlichen bestätigt die Nutzbarkeit des hier gezeigten Verfahrens, um die Ladungsträgerverteilung für das Ladungsträgerextraktionsmodell zu bestimmen. Es wurde weiterhin die Untersuchung bei höherer Zwischenkreisspannung vorgenommen. Daraus ließ sich die Weite der Basiszone ermitteln. Die Ergebnisse des KF1-Moduls (FZ600R65KF1) bei weiteren Betriebspunkten ( $I=300\text{A}$ ,  $400\text{K}$ ) und nähere Erläuterungen dazu sind im Anhang A9 enthalten.

## 4.3 Der MOSFET-Steuerkopf

### 4.3.1 Die Gateladekurve zur Bestimmung der statischen Kapazitäten

Für die Modellierung des MOSFET-Steuerkopfes muss die im Ersatzschaltbild vorhandene Kapazität zwischen Gate und Emitter ( $C_{GE}$ , siehe Abb. 3.2-9 im Abschnitt 3.2-4) bestimmt werden. Solange sich keine Kollektor-Emitterspannung und damit kein elektrisches Feld im Halbleiter aufgebaut hat, entspricht die im Schaltbild verzeichnete Kapazität ( $C_{GE}$ ) weitestgehend der gesamten Eingangskapazität des simulierten IGBTs. Die Eingangskapazität setzt sich aus Addition von den realen IGBT-internen Kapazitäten ( $C_{GE}$  und  $C_{CG}$ ) zusammen. Diese Eingangskapazität kann durch Aufnahme der Gateladekurve bestimmt werden. Das zur Messung verwendete Schaltbild ist im Anhang A10 beschrieben. Abb. 4.3-1 zeigt einige Gateladekurven des KF1-Moduls bei kurzgeschlossener Emitter-Kollektorstrecke ( $U_Z=0\text{V}$ ) und bei einer Zwischenkreis-



spannung ( $U_Z=10V$ ), bei der sich auch die minimal wirksame Gate-Emitterkapazität ( $C_{GE_{min}}$ ) zeigt. Im Anhang A10 ist zusätzlich die Gateladekurven des KF2-Moduls (bei  $U_Z=10V$  und  $U_Z=2,0kV$ ) gezeigt.

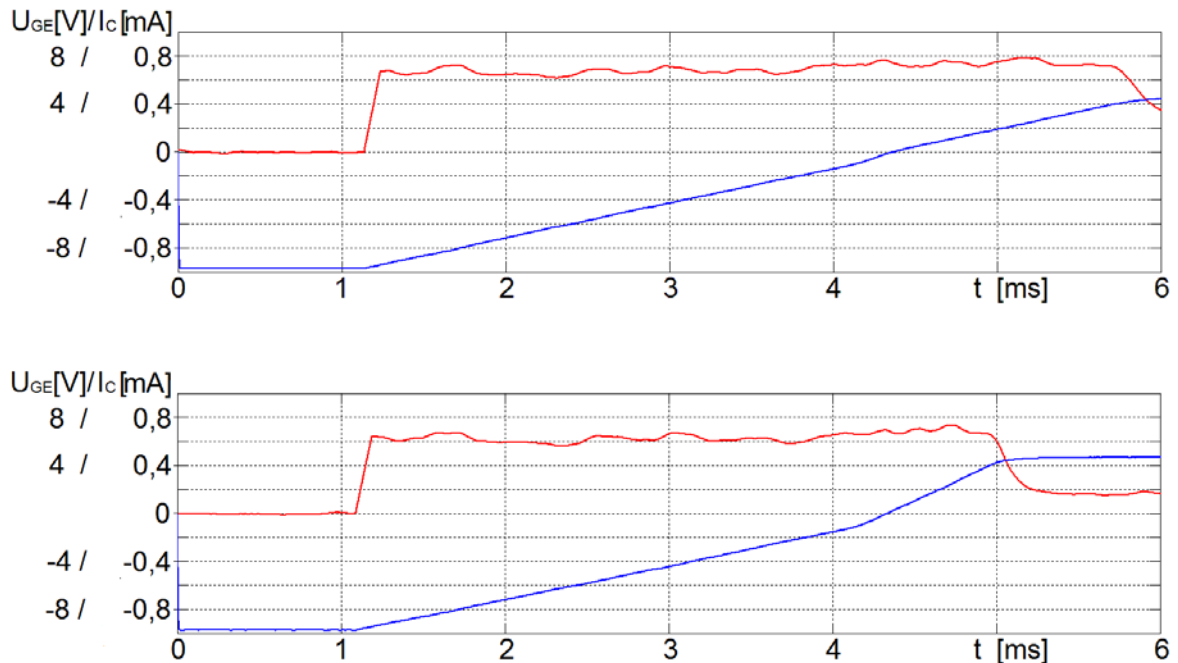


Abb. 4.3-1: Aufnahme der Gateladekurve (blau) mit den Gateströmen (rot) bei  $U_Z=0V$  (oben) und der Vergleich bei  $U_Z=10V$  (unten) beim FZ600R65KF1-Modul.

Im simulierten MOSFET-Steuerkopf wird die (statisch) existierende Eingangskapazität in der im Schaltbild 3.2-9 vorhandenen Gate-Emitterkapazität zusammengefasst. Der dynamische Anteil erfordert durch den implementierten Feldstärkerückgriff auf das Gate keine zusätzliche Berücksichtigung. Die Eingangskapazitäten sind unterhalb der Schwellwertspannung weitestgehend unabhängig vom Betriebspunkt.

Oberhalb der Schwellwertspannung wirkt der Feldstärkerückgriff. Daher ist der Verlauf oberhalb dieser Grenze stark von der Zwischenkreisspannung bestimmt, da diese eben die Feldstärke beeinflusst. Oberhalb der Schwellwertspannung, wenn gleichzeitig auch ein Kollektor-Emitterstrom fließt, ist die volle Oxidkapazität wirksam. Diese ist messbar anhand der Gateladekurve, wenn Kollektor und Emitter kurzgeschlossen sind ( $U_{CE} = 0V$ ). Für die Ermittlung der Eingangskapazität ist es aufgrund dieses Sachverhaltes nicht nötig, bei Aufnahme der Gateladekurve in den Kurzschluss zu gehen. Das vereinfacht die Parameterextraktion für den MOSFET-Steuerkopf.

Die ermittelten Kapazitätswerte aus den Gateladekurven waren jeweils größer als bei den durchgeführten Messungen eines einzelnen IGBTs innerhalb einer Bauelementsimulation. Der Unterschied lag in der Größenordnung zwischen 70nF und 80nF. Die Kalibrierung der

Messapparatur mit einem definierten Testkondensator (100nF) bestätigte die Genauigkeit des Messverfahrens und deutete auf keinen Fehler hin. Da der Unterschied auf eine vorhandene feste Differenz zu den simulativ ermittelten Werten eines IGBTs ohne Modul führte, ist es plausibel, dass die Unterschiede sowohl durch parasitäre Effekte des Moduls als auch durch die in der Bauelementsimulation nicht berücksichtigten Randeffekte verursacht wurden.

Qualitativ zeigten die Messwerte den zu erwartenden Verlauf der Gateladekurve. Unterhalb der Schwellwertspannung kommt es zu einem vorübergehenden Minimum der Eingangskapazität. Das Minimum wird unterhalb eines Wertes der Gate-Emitterspannung ( $U_{GE\ min}$ ) wieder verlassen. Dieser Wert ( $U_{GE\ min}$ ) ist nur schwach von der Zwischenkreisspannung abhängig (Erläuterung ist in Anhang A7 enthalten). Der gemessene Wert der Gate-Emitterspannung ( $U_{GE\ min}$ ) ab der Einstellung der minimalen Gate-Emitterkapazität hat die gleiche Abhängigkeit von der Kollektor-Emitterspannung wie bei FEM-Simulation eines einzelnen IGBTs. Es verschiebt sich annähernd linear um -1,0V bei jedem Anstieg der Kollektor-Emitterspannung um 1kV.

In Tab. 4.5 sieht man die Messergebnisse eines KF1- und KF2-Moduls (FZ600R65KF1 und FZ600R65KF2). Da keine Temperaturabhängigkeit besteht, wurden die Messungen jeweils nur bei 25°C durchgeführt.

Tab. 4.5: Die ermittelten Eingangskapazitäten aus der Gateladekurve zeigen nur geringe Unterschiede zwischen den Modulen in den Eingangskapazitäten.

Bedingungen für die Eingangskapazität ( $C_{Inp}$ )	KF1-Modul	KF2-Modul
$C_{Inp}(U_{CE}=0V)$	230nF	220nF
$C_{Inp}(\text{minimal}, U_{CE}>10V)$	110nF	110nF
$C_{Inp}(U_{GE}<V_{GE,min}, U_{CE}>10V)$	210nF	200nF

## 4.3.2 Die Aufnahme der Transferkennlinie

Der Strom bzw. die Stromdichte durch den MOS-Kanal in die Raumladungszone ( $j_{nRLZ}$ ) folgt aus der Transferkennlinie, wenn man ihn zum Gesamtstrom in das Verhältnis der Elektronenbeweglichkeit zur Addition aus Elektronen- und Löcherbeweglichkeit ( $\mu_n$  zu  $\mu_n+\mu_p$ ) setzt. Abb. 4.3-2 zeigt das Prinzipschaltbild für die Messung der Transferkennlinie und rechts die Ergebnisse bei drei verschiedenen Temperaturen aus einer Simulation. In Anhang A11 ist die tatsächlich vorgenommene Messschaltung enthalten und erläutert.

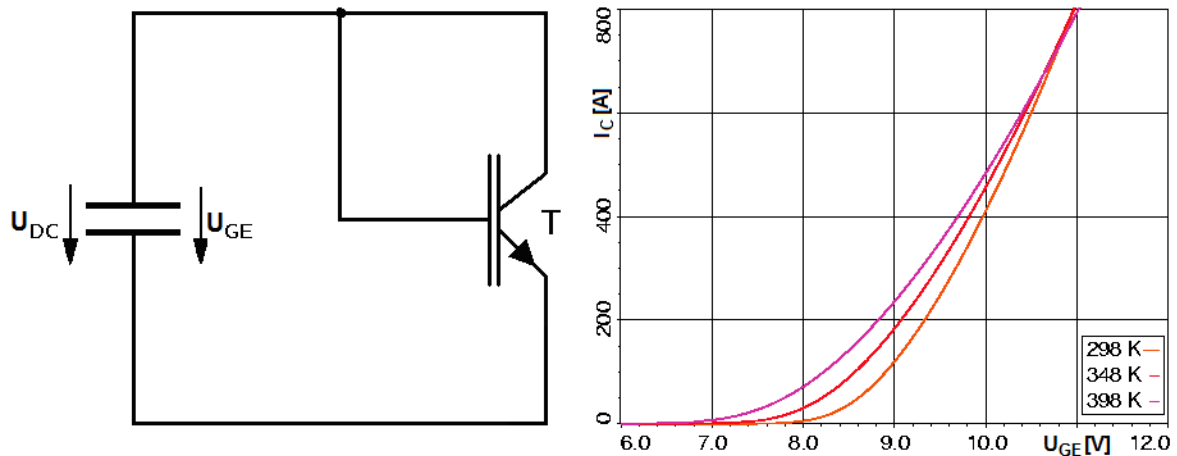


Abb. 4.3-2: Die Transferkennlinie für verschiedene Temperaturen (25°C, 75°C und 125°C) mit dem Ersatzschaltbild auf der linken Seite nach FEM-Simulation eines 6,5kV-IGBT.

Im Ladungsträgerextraktionsmodell spielt die Transferkennlinie bei der Schaltbedingung eine entscheidende Rolle. Das frühere Erreichen der Schaltbedingung zeigt sich auch bei den Millerplateaus beim Abschalten. Bei höheren Strömen tritt das Millerplateau bei höherer Gate-Emitterspannung auf. Der Punkt, bei dem der Elektronenstrom erstmalig im Kanal vorhanden ist, wird vom Gatestrom angezeigt, da der Gatestrom hier ein lokales Maximum infolge der Umladungen am Gate zeigt. Die dabei gemessene Gate-Emitterspannung entspricht der Schwellwertspannung.

Die Transferkennlinien wurden für beide Module bei 25°C und 125°C aufgenommen. Die grafischen Ergebnisse inklusive einiger tabellarisch aufgelisteter Messpunkte sind in den Abbildungen 4.3-3 und 4.3-4 enthalten. Die Transferkennlinie für 75°C kann linear aus dem jeweiligen Mittel der bei 25°C und 125°C ermittelten Werte abgeleitet werden. Da  $I_C$  der Gesamtstrom ist und nur etwa drei Viertel dieses Stromes bei vollem Durchlass durch den MOS-Kanal fließen, sind die Werte für die Implementierung in das Ladungsträgerextraktionsmodell mit dem Faktor  $\mu_n/(\mu_n+\mu_p)$  zu multiplizieren. Die Ergebnisse in Form einer Polynomformel sind zusätzlich im Anhang A11 gezeigt.

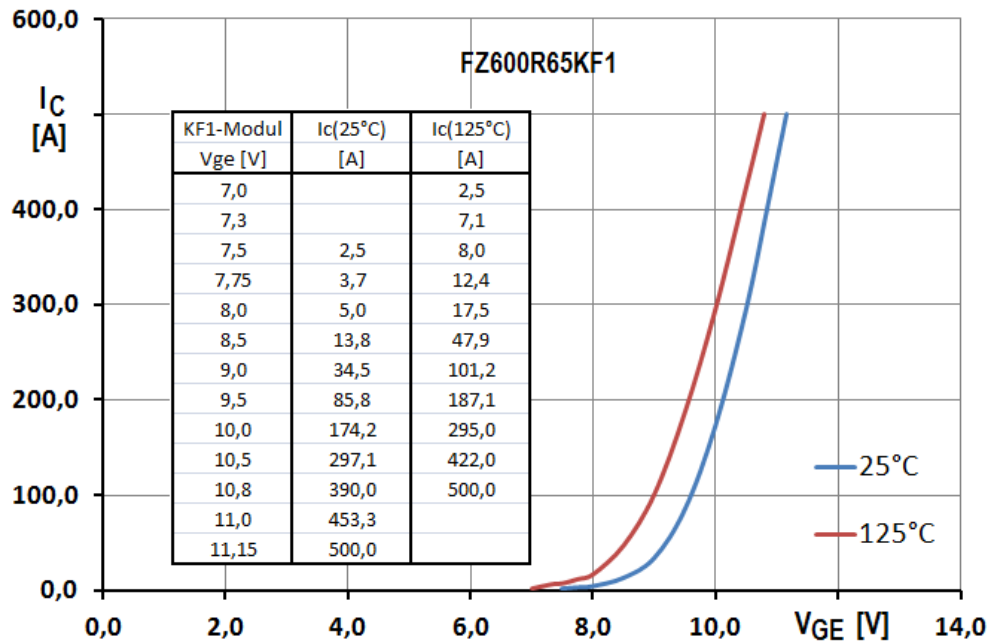


Abb. 4.3-3: Die gemessene Transferkennlinie des KF1-Moduls (FZ600R65KF1) bei 25°C und 125° mit einigen tabellarisch aufgelisteten Werten.

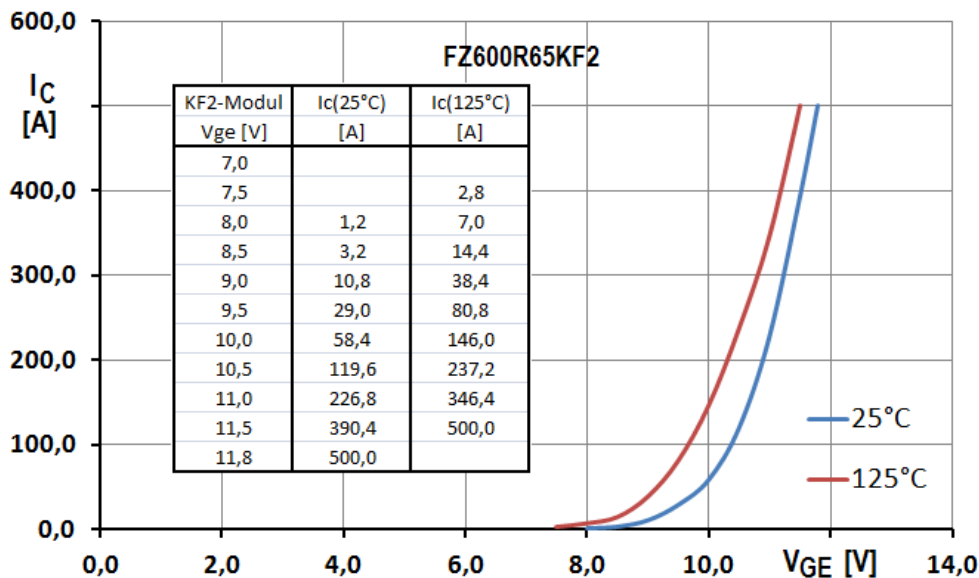


Abb. 4.3-4: Die gemessene Transferkennlinie des KF2-Moduls (FZ600R65KF2) bei 25°C und 125° mit einigen tabellarisch aufgelisteten Werten.

### 4.3.3 Bestimmung der Stärke des Millerrückgriffes

Durch Messung des Millerrückgriffes im dynamischen Fall ist es möglich, den kompletten MOSFET-Steuerkopf nach dem Ladungsträgerextraktionsmodell einzustellen. Der Millerrückgriff erfolgte wie im Abschnitt 3.2-4c beschrieben anhand des in Abb. 3.2-12 gezeigten Schaltbildes. Der Anstieg der Kollektor-Emitterspannung erfolgte über das

Laden des Zwischenkreiskondensators. So konnte eine annähernd linear mit der Zeit ansteigende Kollektor-Emitterspannung ( $U_{CE}$ ) erzielt werden. Da der Shunt zwischen Gate und Emitter liegt, ist die Größe des Shunts in Abhängigkeit vom Anstieg der Kollektor-Emitterspannung einzustellen. Der Shunt darf auf keinen Fall dazu führen, dass der Kanal aufgesteuert wird. Er beträgt hier 5 M $\Omega$ . Der Millerrückgriff ist eine Eigenschaft der Feldstärke und wird daher nur bei einer einzigen Temperatur ermittelt. Die erzielten Messwerte des KF1-Moduls sind in Abb. 4.3-5 enthalten.

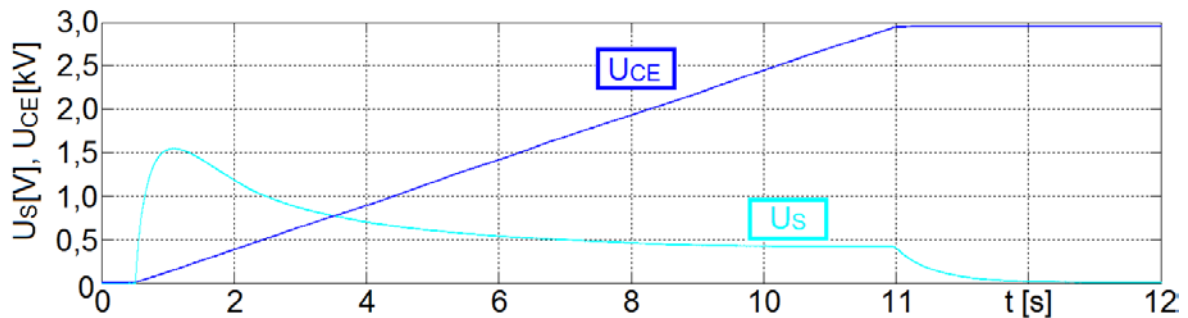


Abb. 4.3-5: Der Anstieg der Kollektoremitterspannung (blau) und die über dem Shunt gemessene Gate-Emitterspannung bei der Messung des Millerrückgriffes beim KF1-Modul.

Der Millerrückgriff beim KF2-Modul ist entsprechend der Messung etwas kleiner als beim KF1-Modul und in Abb. 4.3-6 ersichtlich.

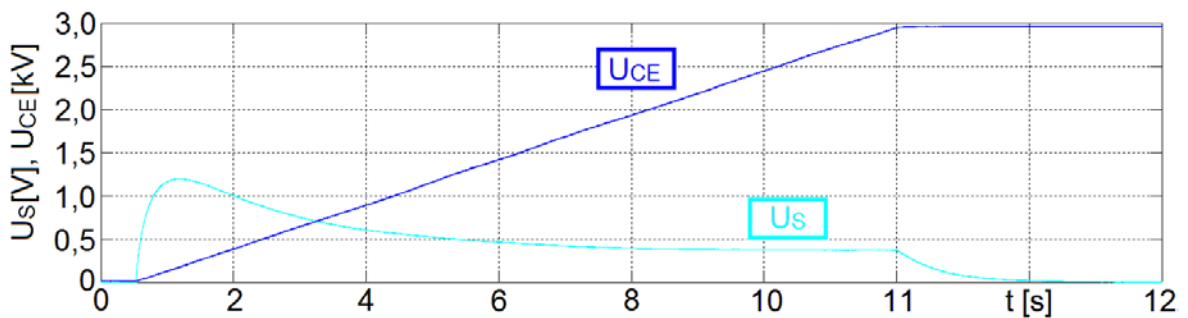


Abb. 4.3-6: Der Anstieg der Kollektoremitterspannung (blau) und die über dem Shunt gemessene Gate-Emitterspannung bei der Messung des Millerrückgriffes beim KF2-Modul.

Der Millerrückgriff des KF1-Moduls ist ca. ein Viertel stärker als der des KF2-Moduls. Bei einem  $U_{CE}$  oberhalb von 2,5kV ist die Raumladungszone mit Sicherheit an die Feldstopzone angestoßen. Bei linear ansteigender Kollektor-Emitterspannung ist dann keine Korrektur des gemessenen Stroms über den Shunt nötig und es gilt mit Gleichung

3.2-33 direkte Proportionalität zwischen der zeitlichen Änderung der Kollektor-Emitterspannung und der Feldstärke ( $dU_{CE}/dt \sim dE_{max}/dt$ ). Der durch den Shunt fließende Strom ist dann annähernd konstant und kann bei bekannter Weite der Raumladungszone für die Quantifizierung des Millerrückgriffes genutzt werden. Zusammen mit dem Shunt ergibt die Gate-Emitterkapazität eine Zeitkonstante, mit der die im Gate fließenden Ströme abklingen. Es wird vermutet, dass dieser Sachverhalt die Ursache dafür ist, dass der Strom exponentiell und nicht abrupt abklingt, wenn die Kollektor-Emitterspannung nicht weiter erhöht wird.

## 5. Simulationsergebnisse mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell

### 5.1 Beurteilung der Parameterextraktion

#### 5.1.1 Vergleich mit Messungen bei Variation einiger Simulationscharakteristiken

Liest man alle aufgenommenen Parameter in das Ladungsträgerextraktionsmodell ein und vergleicht die daraus folgenden Simulationen mit Messungen, so zeigen sich sowohl quantitative Gemeinsamkeiten als auch Unterschiede. Einige Unterschiede ergeben sich anhand der Einfachheit des Ladungsträgerextraktionsmodells und einige auch aufgrund der Unterschiede zwischen den tatsächlichen und den extrahierten Parametern. Die hier dargestellten Vergleiche mit den Messungen sollen auch zur Beurteilung dienen, welche der extrahierten Parameter besonders starken Einfluss auf die Simulationsergebnisse haben.

Ein deutlicher Unterschied zeigt sich in den Simulationen mit und ohne Avalanche. Der Vergleich mit einer Messung, wo alle in der Parameterextraktion gewonnenen Werte zusätzlich mit der Theorie des Avalanches nach Singh und Baliga [Singh1993] (vgl. Gleichung 2.1-31) implementiert wurden zeigt Abb. 5.1-1. Es handelt sich um einen Betriebspunkt, in dem der Avalanche nur eine untergeordnete Rolle spielen sollte ( $25^{\circ}\text{C}$ ,  $U_Z=3,1\text{kV}$ ,  $I_C=I_N=600\text{A}$ ,  $R_G=20\Omega$ ).

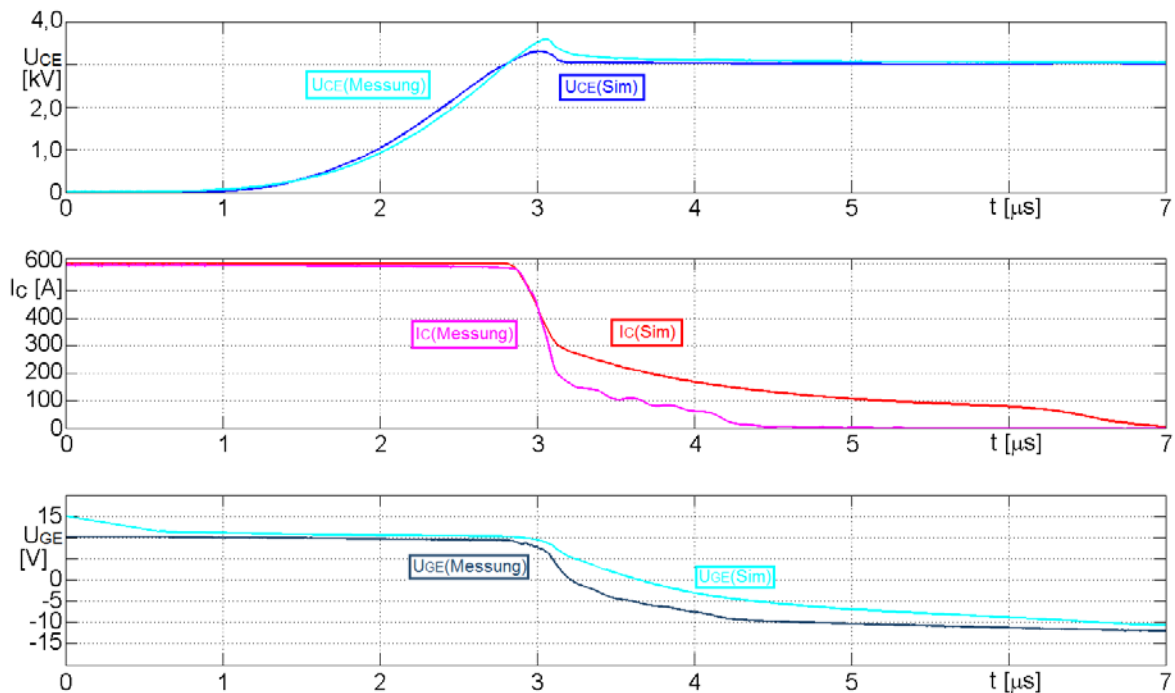


Abb. 5.1-1: Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells (vollständig aus Messungen parametrisiert, mit Avalanche) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls. Der Avalanche ist nach Singh und Baliga [Singh1993] mitsimuliert.

Der Vergleich zur Simulation mit unterdrücktem Avalanche in Abb. 5.1-2 kommt den Messergebnissen näher und deutet darauf hin, dass die gewählte Avalancheabhängigkeit im Ladungsträgerextraktionsmodell zu stark im Vergleich zur Realität ausfällt.

Wie stark und ob überhaupt Avalanche in der Messung bei den gezeigten Betriebspunkten vorkommt, lässt sich anhand der Messverläufe nicht mit Sicherheit feststellen. In der Regel kann ein flacher ausfallender Kollektor-Emitterspannungsanstieg kurz vor Erreichen des lokalen Maximums ein Indiz für den Avalanche sein. Der Kollektor-Emitterspannungsverlauf zeigt in den Messungen in Abb. 5.1-2 eine solche Tendenz. Diese Charakteristik kann jedoch auch aufgrund zweidimensionaler Effekte des elektrischen Feldes am Gate hervorgerufen werden und ist in Abschnitt 5.1-2 näher erläutert.

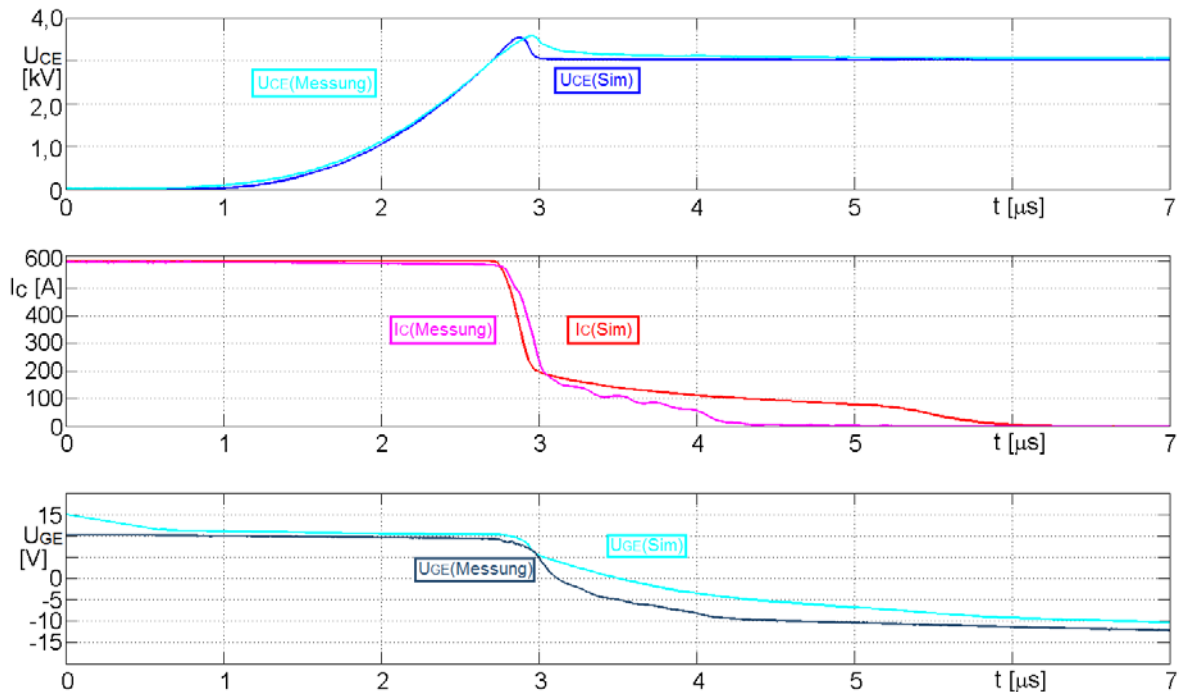


Abb. 5.1-2: Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells (vollständig aus Messungen parametrisiert, ohne Avalanche) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.

Der Anstieg der Kollektor-Emitterspannung entspricht in den Simulationen weitestgehend denen der Messungen. Das deutet auf einen korrekt bestimmten Millerrückgriff hin. Trotz unterdrücktem Avalanche zeigt die Simulation einen zu deutlich ausgeprägten Tailstrom. Der ergibt sich aufgrund der fehlerhaft ermittelten Weite der Basiszone. Es wurde eine Weite der Basiszone ( $w_b$ ) von  $744 \mu\text{m}$  ermittelt, welche gegenüber der tatsächlichen Weite von  $640 \mu\text{m}$  zu groß ist und damit zu deutlich mehr auszuräumenden Ladungen führt. Der zu lange Tailstrom lässt sich nahezu vollständig durch die zu weit ermittelte Basiszone erklären, was durch einen Vergleich der Simulation mit der tatsächlichen Weite in Abb. 5.1-3 beweist. Zusätzlich ist noch der zeitliche Verlauf des Feldstärkemaximums innerhalb der Simulation ausgewiesen.



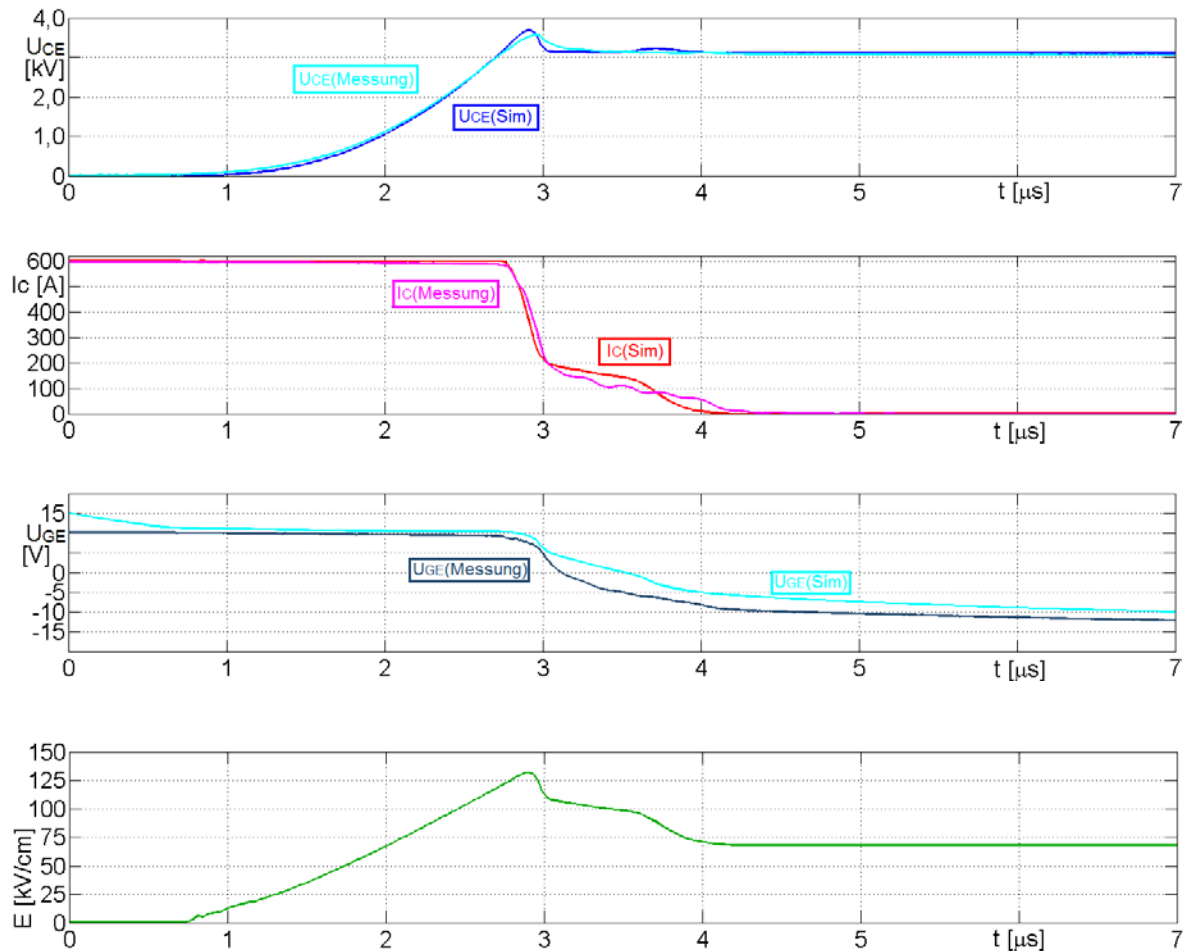


Abb. 5.1-3: Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells ( $w_b=640\mu\text{m}$ , sonst vollständig aus Messungen parametrisiert, ohne Avalanche) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls mit der tatsächlichen Weite der Basiszone.

Abb. 5.1-3 zeigt, dass der Tailstrom in der Simulation mit der tatsächlichen Weite der Basiszone sogar etwas kürzer ausfällt als in der Messung. In allen drei Abbildungen ist die Gate-Emitterspannung in der Simulation größer als in der Messung. Die Rückwirkung der IGBT-internen Feldstärke auf das Gate ist im Bereich der negativ differenziellen Feldstärke nicht so stark wie in der Messung. Es wurde ein Wert für  $d = 0,5$  (vgl. Gleichung 3.2-36) verwendet. Abweichungen um mehr als 20 Prozent von diesem Wert führten zu nicht passende Simulationseigenschaften. Eine Verringerung des  $d$ -Wertes entspricht zwar einer stärkeren Rückwirkung, jedoch waren die Einflüsse auf die Gate-Emitterspannung nicht so stark wie erwartet. Das kann seine Ursache auch in der recht großen Gate-Emitterkapazität in diesem Bereich haben. Dadurch fällt die Wirkung der Feldstärkerückwirkung auf das Gate kleiner aus als bei kleinerer Kapazität. Weiterhin hat die Einstellung der zweidimensionalen Rückwirkung Einfluss auf das Schließen des MOS-Kanals entsprechend dem „Self-Turn-off“-Effekt. Das wirkt sich auf den Verlauf der

Kollektor-Emitterspannung im Bereich seines lokalen Maximums aus und ist in Abschnitt 5.1-2 näher beschrieben.

### 5.1.2 Betrachtung der Zweidimensionalität des Millerrückgriffes

Bei einem Wichtungsfaktor von eins ( $d=1$  in Gleichung 3.2-36) wirkt die Feldstärke auf den Rückgriff nur in einer Dimension. Eine Verringerung des Faktors führt zu einer zunehmenden Zweidimensionalität und damit zu einer Verstärkung des Millerrückgriffes unmittelbar während der negativ differenziellen Feldstärke. Mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell kann die Wirkung der Zweidimensionalität einfach getestet werden. Man kann durch die Betrachtung der Auswirkung auf den Kollektor-Emitterspannungsverlauf zeigen, dass eine Verflachung des Kollektor-Emitterspannungsanstiegs nicht unbedingt vom Avalanche ausgelöst werden muss. Abbildung 5.1-4 zeigt die Kollektor-Emitterspannungen und die Gate-Emitterspannungen bei verschiedenen Wichtungsfaktoren für den Rückgriff ( $d$ ). Man sieht, dass bei kleinerem  $d$ -Wert die Gate-Emitterspannung umso steiler absinkt. Damit würde man sich den realen Werten der Gate-Emitterspannung zwar nähern, man erhält jedoch auch unrealistischere Verläufe der Kollektor-Emitterspannung.

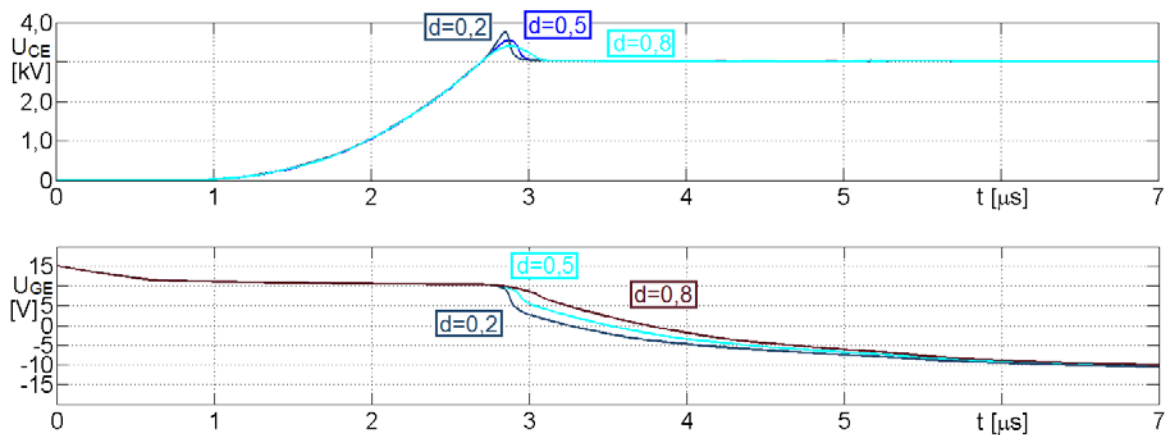


Abb. 5.1-4: Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells ( $w_b=640\mu\text{m}$ , sonst vollständig aus Messungen am KF1-Modul parametrisiert, ohne Avalanche) bei unterschiedlichen  $d$ -Werten.

Der Einstellung der Zweidimensionalität sind auch Grenzen im Avalanche gesetzt, denn durch den Avalanche kann der stärkere Anstieg der Kollektor-Emitterspannung bei verstärkter Zweidimensionalität wieder neutralisiert werden. Bei korrekt eingestelltem Avalanche könnte die Zweidimensionalität über den Faktor  $d$  innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells mit größerer Sicherheit bestimmt werden.

## 5.1.3 Intrinsisches Abschalten bei halbem Nennstrom

Im Folgenden werden einige Abschaltsimulationen des Ladungsträgerextraktionsmodells mit den Messungen bei halbem Nennstrom (300A) und intrinsischem Kollektor-Emitteranstieg verglichen. Der halbe Nennstrom wird herangezogen, weil eine Zerstörungsgefahr des IGBTs und vor allem weiterer in der H-Brücke wirkender Bauelemente bei Nennstrom bestand. Weiterhin ist der kleinere Strom wegen der geringeren Avalanchewahrscheinlichkeit interessant. So gestattet die Nichtberücksichtigung des Avalanches im Ladungsträgerextraktionsmodell die Überprüfung der Ladungsträgerverteilung anhand des Anstiegs der Kollektor-Emitterspannung. Da im intrinsischen Abschaltfall der MOS-Kanal sehr früh geschlossen wird (sichtbar an der Unterschreitung der Schwellwertspannung durch  $U_{GE}$ ), wird der Anstieg der Kollektor-Emitterspannung nicht durch den MOS-Kanal beeinflusst und steigt maximal. Abb. 5.1-5 zeigt den geschilderten Betriebsfall am Beispiel einer Messung und einer Simulation mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell bei 25°C. Die Weite der Basiszone wurde auf die tatsächlich vorhandene Weite ( $w_b$ ) eingestellt, die übrigen Parameter wurden aus den vorgenommenen Parameterextraktionen ermittelt.

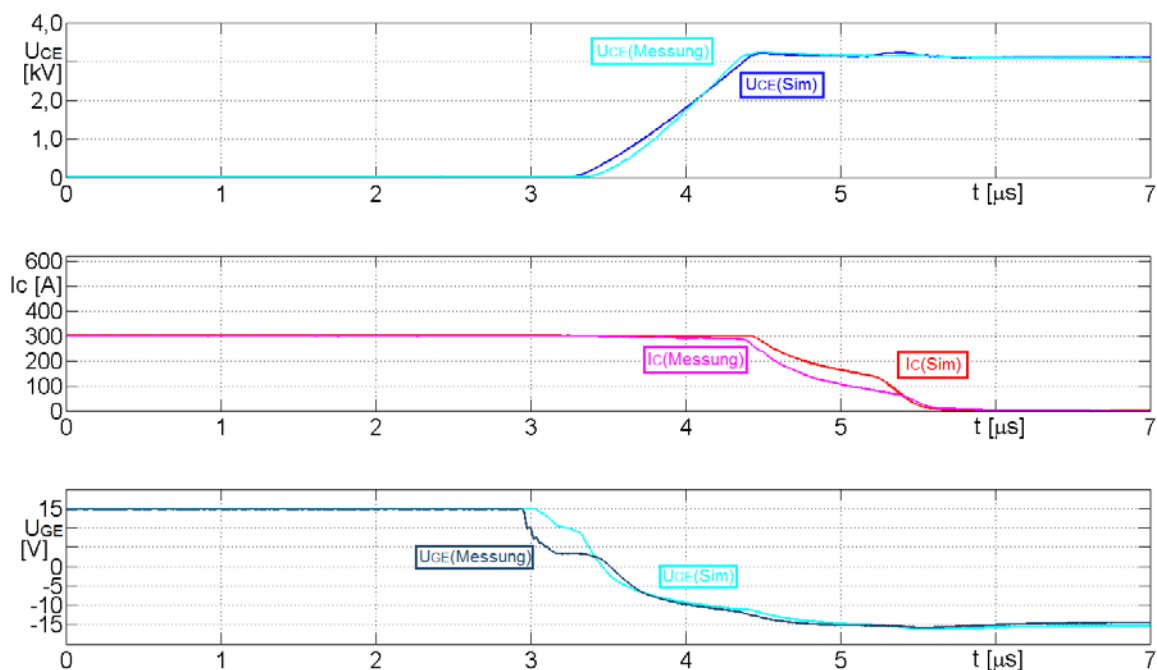


Abb. 5.1-5: Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells bei intrinsischem Kollektor-Emitterspannungsanstieg ( $R_G=2\Omega$ ,  $I_C=300\text{A}$ ,  $25^\circ\text{C}$ ,  $w_b=640\mu\text{m}$ , sonst vollständig aus Messungen am KF1-Modul parametrisiert) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.

Die Kollektor-Emitterspannung steigt in Abb. 5.1-5 in der Simulation langsamer als in der Messung und deutet auf zu viel auszuräumende Ladung beim Aufbau der

Raumladungszone im Bauelement hin. In der Parameterextraktion wurde bei 300A zuerst eine flachere Ladungsträgerverteilung ausgemessen, als sie in den Abschaltsimulationen nach Abb. 5.1-5 verwendet wurde. Diese erschien zu klein, wenn man davon ausgeht, dass die ermittelte Ladungsträgerverteilung bei Nennstrom (600A) der Realität entspricht. Eine erneute Simulation mit den gleichen Parametern wie in Abb. 5.1-5, jedoch mit der zugrundeliegenden tatsächlich ausgemessenen (unkorrigierten) Ladungsträgerverteilung (bei 300A) führt gemäß Abb. 5.1-6 zwar zu einem passenden Anstieg der Kollektor-Emitterspannung im Vergleich zur Messung. Jedoch fließt der Tailstrom dabei deutlich kürzer.

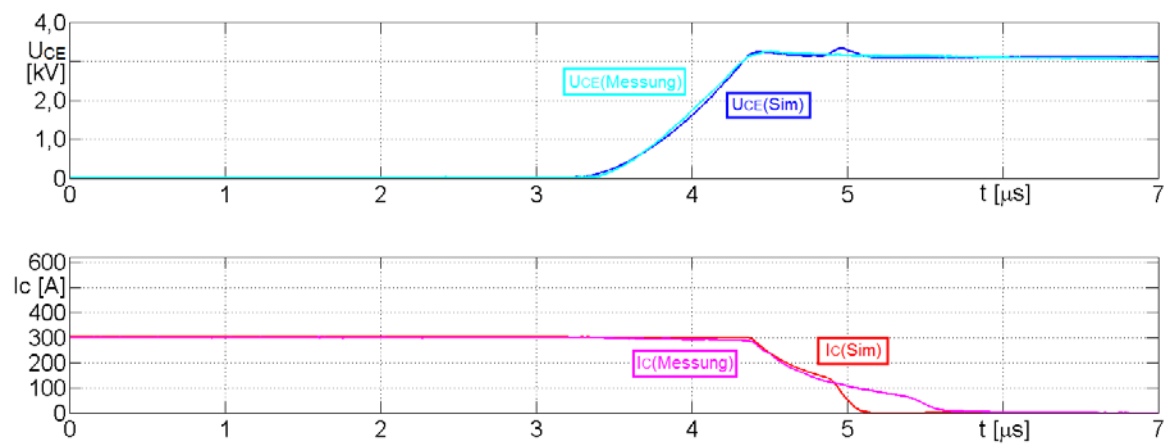


Abb. 5.1-6: Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells bei intrinsischem Kollektor-Emitterspannungsanstieg ( $R_G=2\Omega$ ,  $I_C=300\text{A}$ ,  $25^\circ\text{C}$ ,  $w_b=640\mu\text{m}$  und unkorrigierter Ladungsträgerverteilung, sonst vollständig aus Messungen am KF1-Modul parametrisiert) mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls.

Die gemessene Ladungsträgerverteilung scheint nach dem Anstieg der Kollektor-Emitterspannung (Abb. 5.1-6) besser mit der Realität übereinzustimmen als die gemessene Ladungsträgerverteilung bei 600A. Der zu kurze Tailstrom in der Simulation in Abb. 5.1-6 kann für sich allein genommen mehrere Ursachen haben, wobei hier die zu klein angenommene Basisdotierung als eine der wichtigsten Ursachen angesehen wird. Wegen der zu klein angenommenen Dotierung ist der Feldstärkeverlauf in der Basiszone zu flach und der Anstoß der Raumladungszone erfolgt früher was sich in einem frühen Tailstromabrisse in Abb. 5.1-6 zeigt. Bei höherem Strom (600A) ist der Unterschied noch nicht so stark, weil dabei die zu kleine Dotierung weniger Einfluss auf den Feldstärkeanstieg in der Raumladungszone hat.

Die Vergleiche der Abschaltungen zwischen Simulation und Messung bei kleinen Strömen und intrinsischem Kollektor-Emitterspannungsanstieg zeigen, dass die ermittelte Ladungsträgerkonzentration nicht exakt mit der tatsächlich wirksamen Ladungsträgerkonzentration übereinstimmt.

Die Gate-Emitterspannung der Messung in Abb. 5.1-5 deutet zudem auf parasitäre Komponenten im Ansteuerkreis hin, weil ein Millerplateau bei unrealistisch kleiner Gate-Emitterspannung sichtbar wird.

### 5.1.4 Betrachtung bei hoher Temperatur

Das KF1-Modul ändert sich in der Charakteristik bei einer Temperaturerhöhung. Das ließ sich auch bei der Parameterextraktion feststellen. So vermindert sich die ermittelte Schwellwertspannung um etwa ein halbes Volt und auch die Transferkennlinie verläuft flacher. Diese Eigenschaft wurde ebenso wie die leicht erhöhte Ladungsträgerdichte im Ladungsträgerextraktionsmodell implementiert. In Abb. 5.1-7 sieht man den Vergleich zwischen Messung und Simulation bei einem Abschaltwiderstand von  $20\Omega$  und vollem Nennstrom bei hoher Betriebstemperatur ( $125^\circ\text{C}$ ). Die im Ladungsträgerextraktionsmodell implementierten Parameter stammen mit Ausnahme der Weite der Basiszone wieder vollständig aus den durchgeführten Parameterextraktionen. Avalanche wurde im Modell unterdrückt, auch weil dieser bei der gewählten Temperatur von  $125^\circ\text{C}$  noch geringer als bei Zimmertemperatur ausfällt.

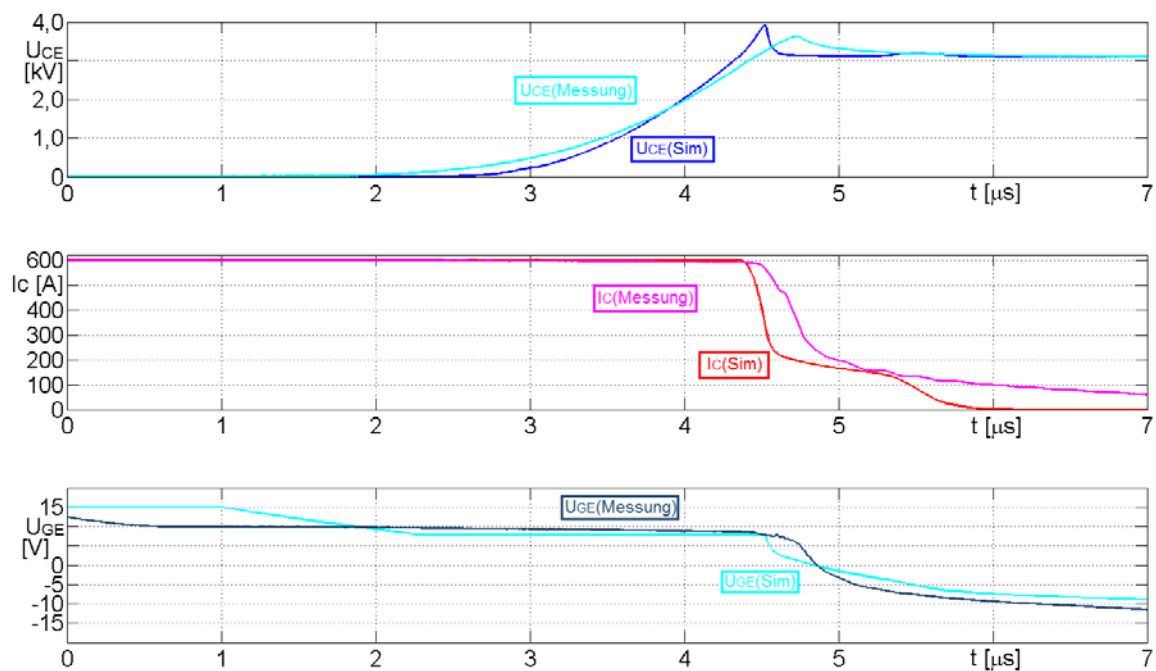


Abb. 5.1-7: Vergleich der Abschaltsimulation des Ladungsträgerextraktionsmodells mit der Messung eines FZ600R65KF1-Moduls bei hoher Betriebstemperatur ( $R_G=20\Omega$ ,  $I_C=600\text{A}$ ,  $U_Z=3,1\text{kV}$ ,  $125^\circ\text{C}$ ,  $w_b=640\mu\text{m}$ ).

Bei hoher Temperatur nehmen die Unterschiede in den Schaltverläufen zwischen Simulation und Messung zu. Bei angenommener korrekter Implementierung des MOS-Stuerkopfes ist entsprechend der Kollektor-Emitterspannung die Ladungsträgerverteilung

nicht korrekt ermittelt. Ansonsten ist wie bei Zimmertemperatur auch hier der Tailstrom in der Simulation zu kurz und auch das Millerplateau bei Betrachtung der Gate-Emitterspannung verläuft in der Simulation kürzer als in der Messung. Bei kleinerer Temperatur war der Unterschied jedoch nicht so stark. Die gewonnen Parameter bei hohen Temperaturen erscheinen unzuverlässiger als bei kleineren Temperaturen.

## 5.2 Beurteilung des Simulationsprinzips

### 5.2.1 Qualitative Betrachtung des Ladungsträgerextraktionsmodells

Bei der Abschaltung des IGBTs muss sich zeigen, dass das zeitliche Kollektor-Emitterspannungsanstieg ( $dU_{CE}/dt$ ) bei intrinsischer Schaltbedingung stromabhängig ist, nicht jedoch, wenn das Gate noch etwas geöffnet ist. Die Simulation mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell bei nicht intrinsischer Schaltbedingung bei jeweils vollem und halbem Nennstrom in Abb. 5.2-1 zeigt eine leichte Stromabhängigkeit, wenn die bei der Parameterextraktion gewonnen Charakteristiken implementiert wurden.

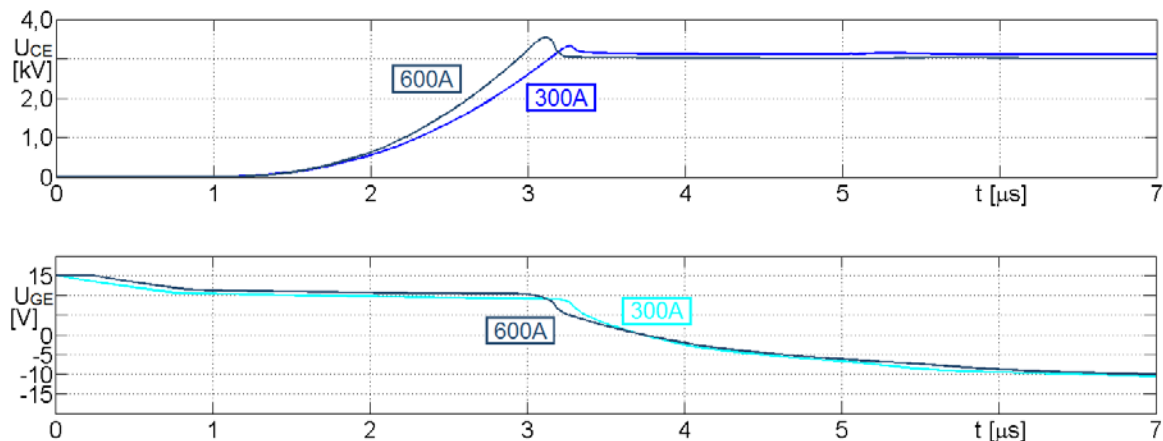


Abb. 5.2-1: Vergleich der Kollektor-Emitterspannung und der Gatespannung innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells bei Nennstrom und halbem Nennstrom ( $R_G=20\Omega$ ).

Es bestehen geringe Unterschiede in der Anstiegsgeschwindigkeit der Kollektor-Emitterspannung. Das bestätigt die Vermutung, dass die Ladungsträgerverteilung nicht korrekt zueinander passt. Qualitativ ist das Ladungsträgerextraktionsmodell korrekt, denn bei intrinsischer Schaltbedingung nach Abb. 5.2-2 zeigt sich eine deutliche Stromabhängigkeit. Das entspricht den Erwartungen nach den Ergebnissen der Simulationen mit einem FEM-Modell und denen mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell bei tatsächlicher Ladungsträgerverteilung, welches von Schumann [Schu2013] bei der EPE 2013 gezeigt wurde. Dort wurde nachgewiesen, dass der der Kollektor-Emitterspannungsanstieg bei nicht intrinsischer Schaltbedingung stromunabhängig verläuft, wenn die Ladungsträgerverteilungen aus dem Durchlass korrekt bestimmt

wurden. Bei intrinsischen Schaltbedingungen kam man auf einen Unterschied im Kollektor-Emitterspannungsverlauf, welcher der Abb. 5.2-2 entsprach. Durch den höheren abzuschaltenden Strom werden die Ladungsträger schneller ausgeräumt. Der höhere Feldstärkeanstieg hat jedoch auf die Rückwirkung auf das Gate keinen Einfluss, da das Gate in Abb. 5.2-2 frühzeitig geschlossen ist. Somit wird das Ausräumen des Stromes durch die Rückwirkung in diesem (intrinsischen) Betriebsfall nicht so kompensiert wie in Abb. 5.2-1 bei noch nicht vollständig geschlossenem MOS-Kanal. Die Funktionsweise ist nur mit einem korrekt implementierten Rückgriff („Self-Turn-Off“) gewährleistet. Der Mechanismus des „Self-Turn-Off“-Effektes bewirkt beim Feldstärkeanstieg eine Verzögerung der Abschaltung.

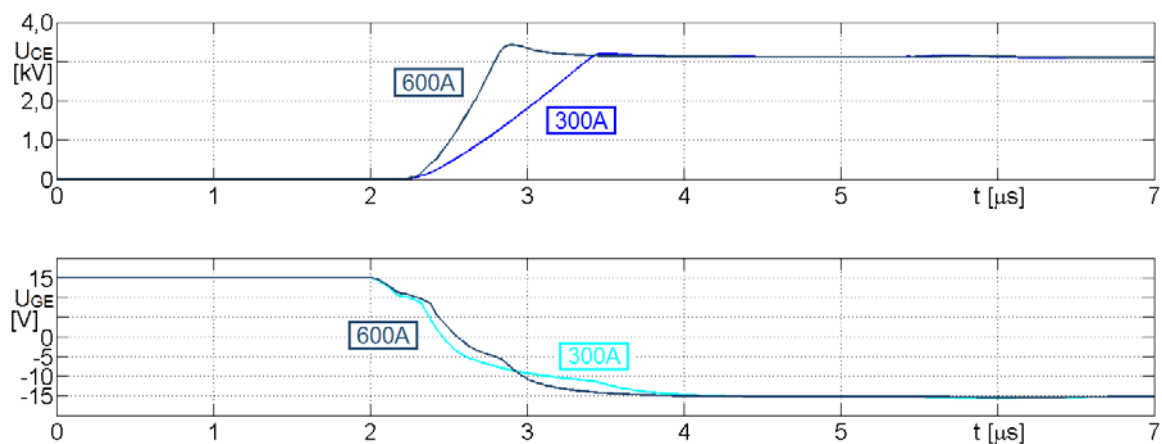


Abb. 5.2-2: Vergleich der Kollektor-Emitterspannung und der Gatespannung innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells bei Nennstrom und halbem Nennstrom unter intrinsischer Abschaltbedingung ( $R_G=2\Omega$ ).

### 5.2.2 Möglichkeiten des Ladungsträgerextraktionsmodells

In den Veröffentlichungen bei der EPE PEMC 2012 [Schu2012] und der EPE 2013 [Schu2013] wurde bereits gezeigt, dass das Ladungsträgerextraktionsmodell vor allem in kritischen Schaltbedingungen seine Vorteile zeigt.

Eine der geschilderten kritischen Schaltbedingungen war die mehrstufige Abschaltung, welche zu mehrstufigen Gatestromprofilen während des Abschaltens führt. Bei der EPE PEMC 2012 [Schu2012] wurde die Abschaltung mit zwei verschiedenen Gatestromprofilen vorgestellt und mit einem Standard PSpice-Modell verglichen.

Da das Standard-IGBT-Modell, welches dem auf S. 32 vorgestellten Kapazitäts- und Stromquellen basierten Modell entsprach, diesen Betriebszustand nicht nachbilden kann, wird die Bedeutung des Ladungsträgerextraktionsmodells für moderne Ansteuerungen untermauert. Bei kritischen Schaltbedingungen zeigte das Kapazitäts- und Stromquellenbasierte Modell deutliche Grenzen, obgleich dieses Modell bei normalen Schaltbedingungen das qualitative Verhalten korrekt wiedergeben kann. Die Umschaltung



des Gatestromprofils wurde mit einer Gatewiderstandsumschaltung realisiert. Eine deutliche Verminderung der Gateströme kurz bevor die Kollektor-Emitterspannung die Zwischenkreisspannung erreicht, führt in der Realität nicht zu einem Unterbrechen des Abschaltvorganges wie das vom Standard PSpice-Modell gezeigt wurde. Sobald die Feldstärke im Bauelement ihren statischen Endwert überschritten hat, darf die Abschaltung wegen dem „Self-Turn-Off“- Effekt nicht unterbrochen werden [Schu2012]. Mit dem Ladungsträgerextraktionsmodell wird dieser Betriebsfall beherrscht, denn die implementierte Rückwirkung der Feldstärke auf das Gate gibt die physikalischen Gegebenheiten der Realität korrekt wider.

Eine weitere kritische Schaltbedingung stellt die Abschaltung von parallel zueinander angeschlossenen IGBTs mit entkoppelten Gatekreisen dar. Diese wurde ausführlich bei der EPE 2013 von Böhmer [BöSE2013] erläutert und von Schumann [Schu2013] simuliert. Das Ladungsträgerextraktionsmodell zeigt bei geringen Unterschieden in den Ladungsträgerverteilungen ein Verhalten, welches mit der Realität übereinstimmt. Einer der beiden IGBTs führt kurzzeitig beim Abschaltvorgang den kompletten vorher auf beide Bauelemente verteilten Strom. Dieser Betriebsfall kann in nur mit korrekt implementiertem Rückgriff auf das Gate korrekt simuliert werden.

### 6. Zusammenfassung und Ausblick

Das hier vorgestellte Ladungsträgerextraktionsmodell zeigt die Möglichkeit der Nutzung eines physikalisch fundierten IGBT-Modells für Schaltkreissimulationen. Bei analytischer Beschreibung des IGBTs ist das Schaltverhalten aufgrund der bauelementinternen Charakteristiken nicht vollständig physikalisch fundiert, was sich in fehlerhaften Simulationsergebnissen eines Standard-IGBT-Modells bei extremen Schaltbedingungen äußert. Das Ladungsträgerextraktionsmodell beherrscht solche ungewöhnliche Betriebsfälle. Das wurde dadurch möglich, dass der IGBT nicht vollständig in Form analytischer Gleichungen, sondern auch durch implizite Formeln beschrieben wurde. So wurde das Ausräumen des Plasmas in einer Dimension numerisch zeitdiskret ähnlich wie bei Bauelementsimulatoren beschrieben. Das Prinzip ermöglichte kurze Simulationszeiten und dennoch wurde der Ausräumvorgang physikalisch so beschrieben, dass kein weiterer Abgleich von Simulationsparametern in Abhängigkeit der betrachteten Betriebsfälle nötig war. Die Ladungsträgerverteilung im Durchlass muss vor der Abschaltung vorliegen. Diese Verteilung ist nur von der Temperatur und dem vorher durch den IGBT geflossenen Strom bestimmt, nicht jedoch von der über die Gateströme eingestellten Schaltgeschwindigkeit. Die geschilderten Simulationsverläufe stimmen qualitativ mit den Abschaltungen auch bei variablen Gatestromprofilen überein.

Quantitative Unterschiede bestehen sowohl aus Gründen einiger Ungenauigkeiten in den Parameterextraktionsmessungen als auch aus der stark vereinfachten Modellierung des IGBTs. Die Ungenauigkeiten bei der Extraktion der Parameter resultieren aus der Messung an einem IGBT auch daraus, dass er sich bereits in einem Modul befindet. Dadurch werden



parasitäre Effekte mitgemessen, welche die Messungen teilweise verfälschen oder gar unmöglich machen, wie z.B. die Bestimmung der Dotierung aus den Sperrschichtkapazitäten. Im Rahmen der Parameterextraktion gestaltet sich auch die Ausmessung der Ladungsträgerverteilung als problematisch, da sich bei langen Ausräumzeiten der kollektorseitige Aufhängepunkt zu verschieben scheint. Ungenauigkeiten ergaben sich auch bei hohen Temperaturen, da sich die Simulationsergebnisse von den gemessenen Ergebnissen bei höheren Temperaturen stärker unterscheiden.

Die Einfachheit der Modellierung hat den Vorteil, dass geometrische Gegebenheiten nicht berücksichtigt werden müssen, wie das bei nahezu allen vorgestellten Simulationsmodellen der Fall ist. Die Einfachheit führt in gewissen Grenzen ebenfalls zu Ungenauigkeiten. So zeigte sich, dass die eindimensionale Nachbildung der Plasmazone in der Nähe des Gates nur bedingt die Realität widerspiegelt. Weitere Vereinfachungen im Modell ergaben sich dahingehend, dass kein Rand extra nachsimuliert wurde und der Avalanche im Ladungsträgerextraktionsmodell zu stark ausfällt, wenn man ihn wie hier nur für eine Ladungsträgersorte und in der literaturempfohlenen Stärke beschreibt.

Trotz der Einfachheit des Ladungsträgerextraktionsmodells konnte der Millerrückgriff so gemessen und beschrieben werden, dass beispielsweise der Millerrückgriff einen Kollektor-Emitterspannungsanstieg bewirkt, der weitestgehend genauso stark wie in den Messungen ausfiel. Es konnte nachgewiesen werden, dass Abweichungen im Kollektor-Emitterspannungsanstieg in den nicht korrekt ermittelten Ladungsträgerverteilungen beruht.

Hinsichtlich der zukünftigen Einsatzmöglichkeit des Ladungsträgerextraktionsmodells ist eine Untersuchung der Avalancheabhängigkeit und die Überprüfung genauerer Verfahren zur Bestimmung der Ladungsträgerverteilung bzw. der Basisdotierung empfohlen. Da im Ladungsträgerextraktionsmodell die bauelementinternen Charakteristiken wie die Feldstärke und die einzelnen Komponentenströme ohnehin vorliegen, stellt die für Elektronen und Löcher einzeln vorliegende Avalancheabhängigkeit keinen Nachteil hinsichtlich der Komplexität des Modells und den erzielbaren Simulationszeiten dar. Weiterhin wäre interessant, inwiefern die Parameterextraktion eines einzelnen IGBTs die extrahierten Parameter beeinflusst. Da mit einem einzelnen IGBT die Dotierungen durch Messung der Sperrschichtkapazität genauer bestimmbar sind und diese indirekt bei der Berechnung der Ladungsträger verwendet werden, erwarte ich hier eine präzisere Bestimmung der Parameter und daraus folgende Simulationsergebnisse, die den Messungen näher kommen als den aus Modulen parametrisierten Simulationen.

## 7. Literaturverzeichnis

- [Auba2002] L. Aubard, G. Verneau, J.C. Crebier, C. Schaeffer, Y. Avenas, "Power MOSFET switching waveforms: An Empirical Model based on a physical analysis of charge locations", in Proc. IEEE PESC 2002, vol. 3, pp. 1305-1310, 2002.
- [Babu2010] R. Baburske: Dynamik des Ladungsträgerplasmas während des Ausschaltens bipolarer Leistungsdioden, Dissertation TU Chemnitz, 2010
- [Bach2000] J.C.Bach, "Dynamic time step control algorithm enhancements", IEEE/ACM Workshop on Behavioral Modeling and Simulation, Orlando, Florida, 2000
- [Bali2008] B.J. Baliga, Fundamentals of Power Semiconductor Devices, Springer Science + Business Media, New York, 2008
- [Benn1983] H.S. Bennett, "Improved Concepts for Predicting the Electrical Behavior of Bipolar Structures in Silicon", IEEE Transactions on electron devices, Vol. ED-30, No.8:920-927, 1983
- [Blud1974] W.Bludau, A. Onton, W.Heinke, "Temperature Dependence of the Band Gap in Silicon", Journal of Applied Physics, 45(4):1846-48, 1974
- [BöEc2012] J. Böhmer, H.-G. Eckel, „Effect of the miller-capacitance during turn-off of IGBTs at different temperatures“, ISPS 2012, Prag, Czech Republik
- [BöSE2011] J. Böhmer, J. Schumann, H.G. Eckel, "Negative differential miller capacitance during switching transients of IGBTs", EPE 2011, Birmingham, GBR
- [BöSE2012] J. Böhmer, J. Schumann, H.G. Eckel, "Effect of the miller capacitance during switching transients of IGBT and MOSFET", 15<sup>th</sup> International Power Electronics and Motion Control Conference, EPE-PEMC 2012, Novi Sad, Serbien 2012
- [BöSE2013] J. Böhmer, J. Schumann, K. Fleisch, H.G. Eckel, „Current mismatch during switching due to the self-turn-off effect in paralleled IGBT“, EPE 2013, Lille, Frankreich
- [Bonc1982] V.L. Bonc-Bruevic, S.G. Kalasnikov, Halbleiterphysik, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1982
- [Busa2000] G. Busatto, "Lumped Charge PSPICE Model for High-Voltage IGBTs, Industry Applications Conference", 2000 IEEE, Vol. 5, pp. 2896-2902
- [Cana1975] C. Canali, G. Majini, R. Minder, G. Ottaviani, "Electron and Hole Drift Velocity Measurements in Silicon and Their Empirical Relation to Electric

- Field and Temperature”, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED22 (1975), pp. 1045-1047.
- [Carv1996] A. Carvalho, A. Araujo, J. L. Martins de Varvalho, “A New Method for Solving the Ambipolar Diffusions Equation (ADE) based on a Finite Element formulation”, Proceedings of the 2<sup>nd</sup> Portuguese Conference on Automatic Control- Controlo96- Porto, Portugal 1996
- [Caug1967] D.M. Caughey, R.E.Thomas, “Carrier Mobilities in Silicon Empirically related to Doping and Field”, Proc. IEEE, Vol. 55, pp. 2192-2193, 1967
- [Cheng1973] Y.C. Cheng, E.A. Sullivan, “On the role of scattering by surface roughness in silicon inversion layers”, Surface Science, Vol. 34, Nr. 1, pp.717-731, Feb. 1973
- [Cheng1974] Y.C. Cheng, E.A. Sullivan, “Effect of Coulomb Scattering on Silicon Surface Mobility”, Journal of Applied Physics, Vol. 45, Nr. 1, pp.187-192, Jan. 1974
- [Chia1995] Y. Chiang-Sheng: Impact Ionization Modeling and high energy tail electron transport, Dissertation, Universität Stanford, 1995
- [Chyn1958] A.G. Chynoweth, “Ionization rates for electrons and holes in Silicon”, Physical Review, Vol. 109, No. 5, pp. 1537-1540, 1958
- [Coto1993] M. Cotorogea: Netzwerksimulation des Insulated Gate Bipolar Transistor, Dissertation, TU Berlin, 1993
- [Crow1966] C. R. Crowell, S. M. Sze, ”Temperature Dependence of Avalanche Multiplication in Semiconductors”, Appl. Phys. Lett., vol. 9, pp. 242-244, 1966
- [Dann1972] F. Dannhäuser, “Die Abhängigkeit der Trägerbeweglichkeit in Silizium von der Konzentration der freien Ladungsträger - I“, Solid State Electronics, vol. 15, pp. 1371-1375, 1972
- [Dann1973] F. Dannhäuser, J. Krausse, “Die räumliche Verteilung der Rekombination in legierten Silizium-psn-Gleichrichtern bei Belastung in Durchlassrichtung“, Solid State Electronics, vol. 16, pp. 861-773, 1973
- [Drec2012] F. Dreckschmidt: Strahlende Defektübergänge in multikristallinem Silizium, Dissertation, TU Freiberg, 2012
- [Dessis] Dessis-Handbuch (Integrated Systems Engineering Release 8.0, ISE Part 11 DESSIS)
- [Eber2008] F. Ebert: On Partitioned Simulation of Electrical Circuits using Dynamic Iteration Methods, Dissertation, TU Berlin 2008

- [Eckel2006] H.-G. Eckel, M. Bakran, "Modern high-voltage IGBTs and their turn-off performance", 32nd Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society, IECON 2006, Paris
- [Eckel2007] H.-G.Eckel, M. Bakran. "Robustness and turn-off losses of high voltage IGBT", 12<sup>th</sup> European Conference on Power Electronics and Applications, EPE 2007, Aalborg
- [Fate1993] B. Fatemizadeh, D. Silber, "A Versatile Model for IGBT Including Thermal Effects", Power Electronic Specialists Conference PESC'93, 24th Annual, Seattle, Washington, USA, 1993
- [Fisc1991] M.V. Fischetti, "Effect of the electron-plasmon interaction on the electron mobility in silicon", Physical Review B, Vol. 44, No. 11, 1991
- [Fulop1967] W. Fulop, "Calculation of the Avalanche Breakdown Voltages of Silicon pn-Junctions", Solid-State Electronics Vol.10 (1967) S.39-43
- [Goeb1994] H.Goebel, "Unified method for modeling semiconductor power devices", IEEE Trans. Power Electron., vol.9, Sept. 1994, pp. 497-505
- [Hamo1982] M.J. Ben Hamouda, W. Gerlach, "Calculation of the Electrical Properties of Pin Power Diodes at High Current Density by the Method of Finite Elements", Archiv für Elektrotechnik 65, 1982, S. 133-138
- [Hefn1988] A.R. Hefner, "Analytical modeling of device-circuit interactions for the power insulated gate bipolar transistor(IGBT)", Industry Applications Society Annual Meeting, 1988., Conference of the 1988 IEEE, vol.1, 1988, pp. 606-614
- [Hefn1991] A.R. Hefner, "An Investigation of the Drive Circuit Requirements for the Power Insulated Gate Bipolar Transistor (IGBT)", IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 6, No.2, April 1991
- [Hefn1994] A.R. Hefner, D.M. Diebolt, "An Experimentally Verified IGBT Model Implemented in the Saber Circuit Simulator", IEEE Transactions on Power Electronics Vol. 9 No.5, September 1994
- [Hefn1995] A.R. Hefner, "Modeling buffer Layer IGBT for Circuit Simulation", IEEE Transactions on Power Electronics Vol. 10 No.2, März 1995
- [Hey1976] W.Heywang, H.W. Pötzl, "Halbleiter-Elektronik Band 3 – Bänderstruktur und Stromtransport", Springer-Verlag Berlin-Heidelberg-New York, 1976
- [Hoff1964] A. Hoffmann, K. Schuster, "An Experimental Determination of the Carrier Lifetime in p-i-n Diodes from the Stored Carrier Charge", Solid-State Electronics, Vol. 7, S. 717-724, 1964

- [Iann1999] F. Iannuzzo, G. Busatto, "A Lumped-Charge Model for Gate Turn-Off Thyristors Suitable for Circuit Simulation", Microelectronics Journal, Vol. 30, No.6, S. 543-550, 1999
- [Kang2002] X. Kang, A. Caiafa, E. Santi, J.L. Hudgins and P.R. Palmer, "Characterization and Modeling of High-voltage Field-stop IGBTs", IEEE IAS Annual Mtg. Rec., Oct. 2002.
- [Kang2003] X. Kang, E. Santi, J.L. Hudgins, P.R. Palmer, J.F. Donlon, "Parameter Extraction for a Physics-Based Circuit Simulator IGBT Model", IEEE Applied Power Electronics Conference, paper 22.3, Miami FL. Feb. 2003
- [Kauf2002] S. Kaufmann, F. Zwick, "10kV IGBT Press Pack Modules with series connected chips", Proceedings of the ISPSD, S. 89-92, 2002
- [Klaa1992] D.B.M. Klaassen, "A Unified Mobility Model for Device Simulation – I", Solid-State Electronics, Vol. 35, S. 953-959, 1992
- [Klab1992] D.B.M. Klaassen, "A Unified Mobility Model for Device Simulation – II", Solid-State Electronics, Vol. 35, S. 961-967, 1992
- [Knip2011] U. Knipper: Untersuchung zur Robustheit von IGBT-Chips im Lawinendurchbruch, Dissertation, TU München, 2011
- [Krau1993] Bob R. Kraus, K.Hoffmann, "Analytical model of IGBTs with low emitter efficiency,"in Proc. Int.Symp. Power Semiconductor Devices, 1993, pp. 30-34
- [Krau1998] R.Kraus, P.Türkes, J.Sigg, "Physics-Based Models of Power Semiconductor Devices for the Circuit Simulator SPICE", RESC 1998, 29.Annual IEEE, p. 1726-1731
- [KSG1992] D.B.M. Klaassen, J.W. Slotboom, H.C. De Graaff, "Unified Apparent Bandgap-Narrowing in n- and p-type Silicon", Solid-State Electronics Vol. 35, No. 2, pp. 125-129, 1992
- [Kuhn2002] H.G. Kuhn: Physikalische Modellbildung von IGCTs für die Schaltungssimulation, Dissertation, TU München, 2002
- [Kuhn2006] H. Kuhn, "Physikalische Modelle für die Schaltungssimulation", aus: Dierk Schröder, Leistungselektronische Bauelemente, Springer-Verlag, 2006, 2.Auflage, S. 783
- [Lask2000] T. Laska, M. Münzer, F. Pfirsch, C. Schaeffer, T. Schmidt, "The Field Stop IGBT (FS IGBT) – A New Power Device with a Great Improvement Potential", Proceedings of 12<sup>th</sup> ISPSD, Toulouse, pp. 355-358, May 2000.
- [Lappe1993] R.Lappe, F.Fischer, Leistungselektronik-Meßtechnik, Hanser Verlag, München, 1993, 2. Auflage

- [Laur2001] P.O. Lauritzen, G.K. Andersen, M. Helsper, "A Basic IGBT Model with Easy Parameter Extraction", IEEE 32nd Annual Power Electronics Specialists Conference (2001) pp.2160-2165
- [Letu1996] P. Leturcq, M.O. Berraies, J.-L. Massol, "Implementation and validation of a new diode model for circuit simulation", IEEE-PESC Rec., vol. 1, pp. 35-43, 1996
- [Letu1997] P. Leturcq, "A study of distributed switching processes in IGBTs and other power bipolar devices", Power Electronics Specialists Conference, 1997. PESC'97 Record., 28th Annual IEEE, vol.1, pp 139-147, Juni 1997
- [Linv1958] J.G. Linvill, "Lumped Models of Transistors and Diodes", Proceedings of the Institute of Radio Engineers, Vol. 46, issue 6, pp. 1141-1152
- [Lutz2006] J. Lutz, Halbleiter-Leistungsbaulemente, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [Ma1997] C. L. Ma, P. O. Lauritzen, J. Sigg, "Modeling of Power Diodes with the Lumped-Charge Modeling Technique", IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.12, No. 3, pp. 398-405, May 1997
- [Mark1986] P.A. Markowich, P.A., The Stationary Semiconductor Device Equations, Springer Verlag Wien New York, 1986.
- [Mase1983] G. Masetti, M. Severi, S. Solmi, "Modeling Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-Doped Silicon," IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-30, S.764-769, Juli 1983.
- [Medici] Medici-Handbuch, Version C-2009.06
- [Metz1993] D. Metzner, "Modular concept for the circuit simulation of bipolar power semiconductors", IEEE Conf. Publ., vol.2, no. 377, 1993, pp. 15-20
- [Mohr2004] J. Mohrhof: Experimentelle Untersuchungen zu Minoritätsträger-Diffusionskonstanten in Silizium Dissertation, Universität Bremen, 2004
- [Müll1995] R. Müller, Grundlagen der Halbleiter-Elektronik, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 1995, 7. Auflage
- [Palm2001] P.R. Palmer, J.C. Joyce, P.Y. Eng, J.L. Hudgins, E. Santi, and R. Dougal, "Circuit simulator models for the diode and IGBT with full temperature dependent features", IEEE PESC Rec., Juni 2001
- [Ruge1991] I. Ruge, H. Mader: Halbleiter-Technologie, Springer-Verlag Berlin, 1991, 3. Auflage
- [Schk1998] A. Schenk, Advanced Physical Models for Silicon Device Simulation, Springer-Verlag Wien, 1998

- [Schlö1999] A.E. Schlögl: Theorie und Validierung der Modellbildung bipolarer Leistungshalbleiter im Temperaturbereich von 100K bis 400K, Dissertation, TU München, 1999
- [Schmi2009] G. Schmitt: Ansteuerung von Hochvolt-IGBTs über optimierte Gatestromprofile, Dissertation, Universität Wuppertal, 2009
- [Schrö2006] Dierk Schröder, Leistungselektronische Bauelemente. Springer-Verlag, 2006, 2.Auflage
- [Schu2012] J. Schumann, H.-G. Eckel, “Charge carrier extraction IGBT model for circuit simulators“, 15<sup>th</sup> International Power Electronics and Motion Control Conference, EPE-PEMC 2012, Novi Sad, Serbien
- [Schu2013] J. Schumann, J. Böhmer, H.-G. Eckel, “Simulation of the IGBT switching-off with the charge extraction model“, EPE 2013, Lille, Frankreich
- [Schwa1983] Schwarz S. A.; Russek, S. E., “Semi-Empirical Equations for Electron Velocity in Silicon“, Part I-Bulk. IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 30, No. 12, pp. 1629-1633, 1983
- [Semi2010] SEMIKRON International GmbH, A. Wintrich, U. Nicolai, W. Tursky, T. Reimann: Applikationshandbuch Leistungshalbleiter, ISLE-Verlag Ilmenau, 2010
- [Sentauros] Sentauros-Handbuch (Sentauros Device User Guide, Version D-2010.03, März 2010)
- [Shie1959] J. Shields, “Breakdown in Silicon pn Junctions, Journal of Electronics and Control“, No. 6, pp. 130 ff., 1959
- [Shen1991] Z.Shen, Z.P. Chow, “An analytical model for the Power Bipolar-MOS-Transistor“, ISPSD 1991, pp. 79-82
- [Shoc1951] W.Shockley, “Hot Electrons in Germanium and Ohms Law“, Bell System Technical Journal, 30(Okt.):990-1034, 1951
- [Singh1993] R. Singh, B.J. Baliga, “Analysis and optimization of power MOSFETs for cryogenic operation“, Solid State Electronics Vol. 36, No.8, pp.1203-1211, 1993
- [Spec2010] J. Specovius, Leistungselektronik, Vieweg+Teubner-Verlag Wiesbaden 2010, 4.Auflage
- [Sze1981] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley-Interscience publication, 1981, 2nd Edition
- [Taur1998] Y. Taur, T.H. Ning, Fundamentals of Modern VLSI Devices, Cambridge, Cambridge University Press, 1998

- [Thus2011] F. Thuselt, Physik der Halbleiterbauelemente, Springer Verlag, 2011, 2.Auflage
- [Till2005] Th. Tille, D. Schmitt-Landsiedel, Mikroelektronik, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [Vogl1997] T. Vogler: Physikalische Netzwerkmodelle von Leistungshalbleiter-Bauelementen unter Berücksichtigung von Modularität und Temperatur, Dissertation, TU München, 1997.
- [Web2011]: R. Weber, G. Moxey, D.Ge, “Robust MOSFET Solutions For Switching High Power Induktive Loads”, PCIM Europe 17.-19.05.2011, Nürnberg
- [Yu1996] P. Yu, M. Cardona, Fundamentals of Semiconductors- Physics and Materials Properties, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 1996
- [Yuan1998] Yuan, Liou, Semiconductor Device Physics and Simulation, Springer-Verlag, 1998

## **Sonstige Quellen:**

- [Lu-Mod] <http://www.ee.washington.edu/research/pemodels/> (Abrufdatum: 01.07.2013)
- [Morh2010] H. Morhenn, “Elektronenmikroskopische Analysen zur Rekombinationsaktivität in multikristallinem Silizium“, Diplomarbeit, Universität Konstanz, 2010
- [Palm2002] [http://vtb.engr.sc.edu/vtbwebsite/downloads/publications/PE\\_2002reviewed3.Pdf](http://vtb.engr.sc.edu/vtbwebsite/downloads/publications/PE_2002reviewed3.Pdf) (Abrufdatum 01.07.2013)



---

## 8. Anhang

### A1

Wie für jedes elektronische Bauteil gelten auch für HL-Bauelemente die Maxwell-Gleichungen von A1-1 bis A1-4. Aus der Maxwellgleichung lässt sich auch die Poissonsgleichung ermitteln [vgl. Mark1986]

$$\text{rot}(\mathbf{H}) = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A1-1})$$

$$\text{rot}(\mathbf{E}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A1-2})$$

$$\text{div}(\mathbf{H}) = 0 \quad (\text{A1-3})$$

$$\text{div}(\mathbf{E}) = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{A1-4})$$

Ein elektromagnetisches Feld kann Folge eines Vektorpotenzials sein. Hinsichtlich der Lösung hat man dabei 2 Freiheitsgrade. Nimmt man an, dass die Rotation eines solchen Vektorpotenzials  $\mathbf{A}$  die Magnetflussdichte ergibt, so folgt aus den Maxwellgleichungen auch die Poissonsgleichung unter folgenden Zwischenschritten:

$$\text{rot}\left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}\right) = 0 \quad (\text{A1-5})$$

Die Rotation ist damit quellenfrei und kann als Ursache eines Skalarpotenzials  $\psi$  angesehen werden:

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\text{grad}\psi \quad (\text{A1-6})$$

Aus Gleichung A1-4 und A1-6 folgt Gleichung A1-7:

$$\varepsilon \cdot \frac{\partial}{\partial t} \text{div}(\mathbf{A}) + \varepsilon \cdot \text{div}(\text{grad}\psi) = -\rho \quad (\text{A1-7})$$

Anwendung der Lorenzbedingung in Gleichung A1-8 führt auf Gleichung A1-9:

$$\text{div}(\mathbf{A}) = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (\text{A1-8})$$

$$-\frac{\varepsilon}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \varepsilon \cdot \Delta \psi = -\rho \quad (\text{A1-9})$$

Die Lichtgeschwindigkeit  $c$  ist deutlich größer als die Geschwindigkeit der Ladungsträger im Halbleiterbauelement. So wird aus Gleichung A1-9 die Poissonsgleichung in Potenzialform nach Gleichung A1-10.

$$\varepsilon \cdot \Delta\psi = -\sigma \quad (\text{A1-10})$$

## A2

Der rechte Teil von Gleichung 2.1-14 kann folgendermaßen umgestellt werden:

$$\mu = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha} = \frac{\mu_{\min} \cdot \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha + \mu_{\max}}{1 + \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha} \quad (\text{A2-1})$$

$$\frac{\mu_{\min} \cdot \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha + \mu_{\max}}{1 + \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha} = \frac{\mu_{\min} \cdot \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha + \mu_{\max}}{1 + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min} + \mu_{\min}}{\mu_{\max}} \cdot \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha} = \frac{\frac{\mu_{\max} \cdot \mu_{\min}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \cdot \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha + \frac{\mu_{\max}^2}{\mu_{\max} - \mu_{\min}}}{\frac{\mu_{\max}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} + \left(1 + \frac{\mu_{\min}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}}\right) \cdot \left(\frac{n}{C_r}\right)^\alpha} \quad (\text{A2-2})$$

Multiplikation von Zähler und Nenner mit dem Faktor  $\left(\frac{C_r}{n}\right)^\alpha \cdot \mu_{\max}$  ergibt Gleichung A2-3:

$$\mu = \frac{\mu_{\max} \cdot \left( \frac{\mu_{\max} \cdot \mu_{\min}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} + \frac{\mu_{\max}^2}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \cdot \left(\frac{C_r}{n}\right)^\alpha \right)}{\mu_{\max} + \frac{\mu_{\max}^2}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \cdot \left(\frac{C_r}{n}\right)^\alpha + \frac{\mu_{\min} \cdot \mu_{\min}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}}} \quad (\text{A2-3})$$

Gleichung A1 gilt nur für 300 K und ohne Berücksichtigung von Abschirmungen und

weiterer Effekte. Setzt man für  $\left( \frac{\mu_{\max} \cdot \mu_{\min}}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} + \frac{\mu_{\max}^2}{\mu_{\max} - \mu_{\min}} \cdot \left(\frac{C_r}{n}\right)^\alpha \right) = \mu_{D+A+p/n}$  und für das

übrige  $\mu_{\max} = \mu_{(\text{latt})n/p}$  ergibt Gleichung A2-1 die Matthiessen-Beziehung in Gl. 2.1-12.

## A3

Für die Berechnung der Majoritäts- und Minoritätsladungsträgerbeweglichkeit nutzt der Bauelementsimulator Medici die Streupartnerkonzentration  $N_{SC}$  und die effektive Streupartnerkonzentration  $N_{SC,eff}$ .  $N_{SC}$  steht für die gesamt mögliche Streuung an Donatoren, Akzeptoren und freien Ladungsträgern.  $N_{SC,eff}$  berücksichtigt zusätzlich auftretende Abschirmeffekte. Damit sind auch Elektron-Loch-Streuungen und Streuungen an Dotanten berücksichtigt.

$$\mu_{D+A+p/n} = \mu_1 \cdot \left( \frac{N_{SC}}{N_{SC,eff,n/p}} \right) \cdot \left( \frac{C_r}{N_{SC,n/p}} \right)^\alpha + \mu_2 \cdot \left( \frac{n+p}{N_{SC,eff,n/p}} \right) \quad (A3-1)$$

Die hier genutzten Parameter werden laut Gleichungen A3-2 bis A3-6 berechnet:

$$N_{SC,n/p} = N_D^* + N_A^* + p/n \quad (A3-2)$$

$$N_{SC,eff,n/p} = N_D^* + N_A^* \cdot G(P_{n/p}) + \frac{p/n}{F(P_{n/p})} \quad (A3-3)$$

$N_D^*$  und  $N_A^*$  sind effektive Donatoren- bzw. Akzeptorendichten, welche nur bei Dotierungen ab etwa  $10^{20} \text{ 1/cm}^3$  merklich größer als  $N_D$  bzw.  $N_A$  sind. Die ausführliche Berechnung steht im Medici-Handbuch [Medici, S. 2-31].

Der Parameter  $P$  ist proportional zum Quadrat der Abschirmlänge. Klaassen nutzt zur Bestimmung von  $P$  Gleichung A3-4 und gleicht diese mit seinen Messungen empirisch mit den Gewichtsfunktionen  $G$  und  $F$  ab [Klaa1992].

$$P_n = \left( \frac{2,459}{3,97 \cdot 10^{13} N_{SC,n}^{-1,5}} + \frac{3,828}{\frac{1,36 \cdot 10^{20}}{n+p} \cdot \left( \frac{m_e}{m_0} \right)} \right)^{-1} \cdot \left( \frac{T}{300K} \right)^2 \quad (A3-4)$$

$$G(P_n) = 1 - \frac{0,89233}{\left[ 0,41372 + P_n \cdot \left( \frac{m_0}{m_e} \cdot \frac{T}{300K} \right)^{0,28227} \right]^{0,19778}} + \frac{0,005978}{\left[ P_n \cdot \left( \frac{m_e}{m_0} \cdot \frac{300K}{T} \right)^{0,72169} \right]^{1,80618}} \quad (A3-5)$$

$$F(P_n) = \frac{0,7643 \cdot P_n^{0,6478} + 2,2999 + 6,5502 \cdot \frac{m_e}{m_h}}{P_n^{0,6478} + 2,3670 - 0,8552 \cdot \frac{m_e}{m_h}} \quad (A3-6)$$

Gleichung A3-4, A3-5 und A3-6 entstammen dem Medici-Handbuch. Gegenüber Klaassen ergibt sich nur ein anderer Faktor in Gleichung A3-6: Statt -0,8552 setzt Klaassen einen Wert von -0,01552 ein.

## A4

Gleichung für die Ladungsmenge  $Q_{\text{Plasma}}$  in der Plasmazone beim Hefner-Modell:

$$Q_{\text{Plasma}} = A \cdot q \cdot \int_0^{W_{\text{Plasma}}} dp(x) = -L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \left( \frac{\cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}} - W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)}{\sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)} - \frac{\cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}} - 0}{L_A}\right)}{\sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)} \right) \quad (\text{A4-1})$$

$$Q_{\text{Plasma}} = L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \left( -\frac{\cosh\left(\frac{0}{L_A}\right)}{\sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)} + \frac{\cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)}{\sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)} \right) = L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \left( \frac{\cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right) - 1}{\sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)} \right) \quad (\text{A4-2})$$

Der sinh-Ausdruck kann durch Anwendung der Additionstheoreme umgeschrieben werden:

$$\sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right) = 2 \cdot \sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \cdot \cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \quad (\text{A4-3})$$

Daraus folgt für Plasmaladungsmenge  $Q_{\text{Plasma}}$ :

$$Q_{\text{Plasma}} = L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \left( \frac{\cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right) - 1}{2 \cdot \sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \cdot \cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right)} \right) \quad (\text{A4-4})$$

Der cosh-Ausdruck ist nach einem Additionstheorem umschreibbar:

$$\cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right) = \cosh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) + \sinh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \quad (\text{A4-5})$$

Damit folgt A4-6.

$$Q_{\text{Plasma}} = L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \left( \frac{\cosh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) + \sinh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) - 1}{2 \cdot \sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \cdot \cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right)} \right) \quad (\text{A4-6})$$

Die „1“ kann geeignet ersetzt werden, da  $1 = \cosh^2(\alpha) - \sinh^2(\alpha)$ , so wird aus  $Q_{\text{Plasma}}$ :

$$Q_{\text{Plasma}} = L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \left( \frac{\cosh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) + \sinh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) - \cosh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) + \sinh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{L_A}\right)}{2 \cdot \sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \cdot \cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right)} \right) \quad (\text{A4-7})$$

Das führt durch Auflösung zu einem tanh und damit zu einer einfachen Berechnung für  $Q_{\text{Plasma}}$ :

$$Q_{\text{Plasma}} = L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \left( \frac{2 \cdot \sinh^2\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right)}{2 \cdot \sinh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \cdot \cosh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right)} \right) = L_A \cdot A \cdot q \cdot P_C \cdot \tanh\left(\frac{W_{\text{Plasma}}}{2L_A}\right) \quad (\text{A4-8})$$

## A5

Die Gleichung 2.3-7 führt zu einer zeitabhängigen Gleichung für die gegenwärtig im Plasma vorhandene Ladung  $Q_B$ , welche die Lösung der ambipolaren Diffusionsgleichung darstellt:

$$Q_B = Q \cdot \left( \frac{w^2}{10 \cdot D_A} \right) \cdot \left( I_n + \frac{Q}{\tau} - I_{\text{mos}} \right) + \frac{q \cdot A \cdot w^3 \cdot \mu_n}{\mu_p \cdot D_A} \cdot \left( \frac{\partial p(p - \text{Emitter})}{\partial t} + \frac{\partial p(\text{RLZ} - \text{Plasma} - \text{Grenze})}{\partial t} \right) \quad (\text{A5-1})$$

Die zeitlichen Änderungen der Löcherdichten sind von der Änderung der Spannung abhängig. A5-1 umgestellt nach der Differenz der Elektronenströme an beiden Enden des Plasmas führt zu Gleichung A5-2.

Hier wurde der einfache Fall gewählt, dass kein Latchen auftritt, und damit der Strom  $I_{\text{mos}}$  gleichzeitig der Elektronenstrom ist, welcher an der Grenze zwischen Raumladungszone und Plasma (RLZ-Plasma-Grenze) fließt.

Die Differenz der Elektronenströme muss dann nach Gleichung A5-2 zur zeitlichen Änderung der Löcherkonzentration an den Abgrenzungen der Plasmazone passen.

$$I_n - I_{mos} = \frac{Q_B - Q - (q \cdot A \cdot w^3 \cdot (\mu_n / \mu_p \cdot D_A))}{w^2 / 10 D_A} \cdot \left( \frac{\partial p(p - \text{Emitter})}{\partial t} + \frac{\partial p(\text{RLZ} - \text{Plasma} - \text{Grenze})}{\partial t} \right) \quad (\text{A5-2})$$

Die Spannung über der Basiszone wird iterativ aus einer Startbedingung und die jeweilig ersten zeitlichen Ableitungen der Spannungsänderung ermittelt. Dies erfolgt über eine spannungsgesteuerte Stromquelle.

Die zeitliche Änderung der Löcherdichten an den jeweils äußeren Grenzen der Plasmazone definiert mit A5-2 die Ströme  $I_n$  und  $I_{mos}$ . In diesen zeitlichen Änderungen der Löcherdichten steckt die Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung. In dieser Kontinuitätsgleichung stecken u.a. die Drift- und Diffusionsstromkomponenten. In der Driftstromkomponente steckt der Spannungsabfall über der Plasmazone, was ein Grund für die iterative Näherung des Spannungsabfalls über der Plasmazone bei dieser Herangehensweise ist.  $I_n$  und  $I_{mos}$  bestimmen während der Iteration der spannungsgesteuerten Stromquelle die momentane Ladung  $Q_b$  der Basiszone, welche sich wiederum auf den Widerstand der Basiszone und einem geänderten Spannungsabfall über der Basiszone führt. Dies beeinflusst auch Spannungsabfall über den pn-Übergängen was sich wiederum den Basisstrom und die momentane Ladung  $Q_b$  auswirkt. Die Ladungsänderung hat bei festem Spannungsabfall über der Raumladungszone auch eine geänderte Weite der Raumladungszone zur Folge, welches sich auf die Weite der Plasmazone auswirkt. Die Weite der Raumladungszone wird bei jedem neu ermitteltem Löcherstrom  $I_{pC}$  iterativ aus einem festen  $U_{RLZ}$  bestimmt. Dies wird getan, weil keine analytische Berechnung der Poissongleichung möglich ist, wenn man mobile Ladungen mit deren Feldabhängigkeit einbezieht. Anderenfalls könnte in diesem Kreislauf die Ermittlung von  $w_{RLZ}$  analytisch erfolgen.

Dieser Kreislauf wird solange durchlaufen bis die Korrekturen bei jedem Kreislauf eine bestimmte Schwelle unterschreiten. Bei einer Abschaltung kann dann bei erreichter ausreichender Näherung bei der Iteration die Werte für den nächsten Zeitschritt gesucht werden.

## A6

In Abhängigkeit der zeitlichen Ladungsträgerdichteänderung wird ein Ausdruck  $p/\tau$  formuliert, mit der nach A6-1 die effektive Diffusionslänge bestimmt.

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p}{D_A} \cdot \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{T} \right)^n = \pm \frac{p}{L_{eff}^2} \quad (\text{A6-1})$$

Aus A6-1 wird die Ladungsträgerverteilung bestimmt. Im Einschalten ist der Ausdruck  $p/L_{\text{eff}}$  stets positiv und entlang der gesamten Plasmazone gleich. Die effektive Diffusionslänge wird nach Gleichung A6-2 berechnet.

$$L_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{T \cdot \tau}{T + \tau}} \cdot D_A \quad (\text{A6-2})$$

$T$  ist hier die Lebensdauer im Gleichgewichtszustand. Wenn diese sehr groß ist im Vergleich zur Betriebsparameter abhängigen  $\tau$ , so wird das in A6-1 stehende Vorzeichen davon abhängig, ob die Ladungsmenge im betrachteten Bereich zu- oder abnimmt. Bei abnehmender Ladung ist das Minuszeichen wirksam. Das kann beim Ausschaltvorgang für einen bestimmten Bereich der Plasmazone gelten, jedoch nie für den gesamten Bereich, da beim Ausschalten neben dem ausgeräumten Bereich (die Drift-Diffusionszone) auch einen quasistatischen Bereich gibt, in denen sich die Ladungsmenge nicht ausräumt. Theoretisch kann durch die Injektion von Löchern während des Ausschaltens auch im Bereich des p-Emitters die Ladungsmenge im Übergangsbereich wieder zunehmen. Für diesen Bereich ist das gleiche Vorzeichen wie im Einschaltvorgang einzusetzen.

Im Einschaltvorgang ergibt sich aus dem positiven Vorzeichen eine positive effektive Diffusionslänge. Die allgemeine Lösung der Gleichung folgt aus Gleichung A6-3:

$$p(x) = K_1 \cdot \sinh\left(\frac{x}{L_{\text{eff}}}\right) + K_2 \cdot \cosh\left(\frac{x}{L_{\text{eff}}}\right) \quad (\text{A6-3})$$

Solange der statische Gleichgewichtszustand (Durchlass) nicht erreicht wird, ist  $L_{\text{eff}}$  kleiner als die ambipolare Diffusionslänge  $L_A$ . Im Durchlass ist  $L_{\text{eff}} = L_A$ . Die Ladungsträgerverteilung ist dann weitgehend linear.

Wenn im Abschaltvorgang positive Werte für  $L_{\text{eff}}$  einzusetzen sind, ist die Funktion A6-3 so einzusetzen, dass auf den Übergang zum statischen Bereich jeweils der Scheitelwert der Funktion passt. Die weiteren Randbedingungen folgen aus den Betriebspunkten.

Bei Bereichen mit ausgeräumten Ladungen ist das Vorzeichen in Gleichung A6-1 negativ. Die Lösung von Gleichung A6-1 wird durch Gleichung A6-4 gegeben. Im Gegensatz zu A6-3 hat man keine nach unten gewölbte Funktion (konkav), sondern eine nach oben gewölbte (konvex) bei den passenden Grenzen.

$$p(x) = K_1 \cdot \sin\left(\frac{x}{L_{\text{eff}}}\right) + K_2 \cdot \cos\left(\frac{x}{L_{\text{eff}}}\right) \quad (\text{A6-4})$$

## A7

$U_{CGE \min}$  verschiebt sich mit steigender Zwischenkreisspannung hin zu etwas kleineren Werten. Der Unterschied fällt gering aus und ist leicht zu verstehen anhand Abb. A7-1, wo jeweils ein Potentialschnitt bei zwei verschiedenen Zwischenkreisspannungen jeweils am  $U_{CGE \min}$  vorgenommen wurde.

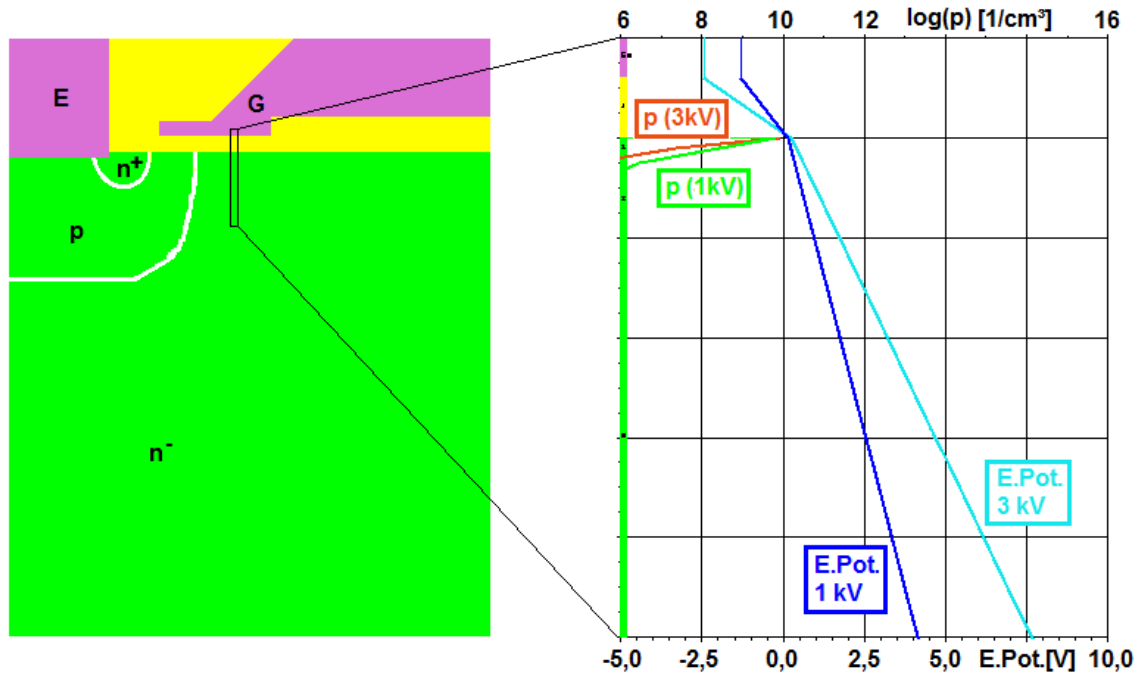


Abb. A7-1: Die Potenziellinie und Löcherdichte am eingezeichneten Schnittpunkt einer FEM-Simulation bei den beiden Zwischenkreisspannungen von 1kV und 3kV. Bei höherer Zwischenkreisspannung ist das elektrische Potenzial am Gate auch erhöht und erfordert für den gleichen Potenzialwert am Übergang der Oxidschicht (gelb) zum Halbleiter (grün) eine geringere Gate-Emitterspannung.

Die Bandverbiegung wurde mit einem testweisen Schnitt durch den IGBT bei FEM-Simulation sowohl beim lokalen Minimum und außerhalb des lokalen Minimums getestet. In Abb. A7-2 sieht man die sehr schmale Inversionsschicht (hier etwa nur  $0,2\mu\text{m}$ ) mit den zugehörigen Bandverbiegungen. Das Fermipotenzial der Löcher ( $F_P$ ) nähert sich bei  $U_{GE} = -3 \text{ V}$  bei  $y=0$  (Beginn des Halbleiters unterhalb der Gateoxidschicht) dem Energieniveau des Valenzbandes  $E_V$  näher als dem des Leitungsbandes  $E_C$  an. Bei  $U_{GE} = 0 \text{ V}$  ist der Abstand zu  $E_V$  dann nicht mehr näher als zu  $E_C$ . Daher steigt die Löcherdichte kaum an und liegt hier selbst bei  $y=0$  leicht unterhalb der intrinsischen Ladungsträgerdichte. Eine Inversionsschicht liegt damit nicht mehr vor.

Der Halbleiteroxidkontakt spielt besonders bei aktiv angesteuerten Bauelementen eine wichtige Rolle. Bei einem Halbleiter-Oxidübergang kommt es infolge unterschiedlicher Austrittsarbeiten der Kontaktmaterialien zu einem Ladungsaustausch und damit zu einer Bandverbiegung, was aus vielen Grundlagenbüchern, z.B. Ruge [Ruge1991] bekannt ist.



Die Austrittsarbeiten eines Halbleiters sind abhängig von der Dotierung. Je stärker p-dotiert, desto größer ist die Austrittsarbeit und umgekehrt.

Bei n-dotiertem Halbleitern verarmt dieser Übergang an Elektronen in Folge einer Bandverbiegung nach oben, bei p-dotierten Halbleitern kommt es dagegen zu einer Anreicherung von Elektronen wegen der Bandverbiegung nach unten. Ist dies unerwünscht kann bei Anlegen einer geeigneten Spannung die Bandverbiegung vermindert oder gar aufgehoben werden (Flachbandfall).

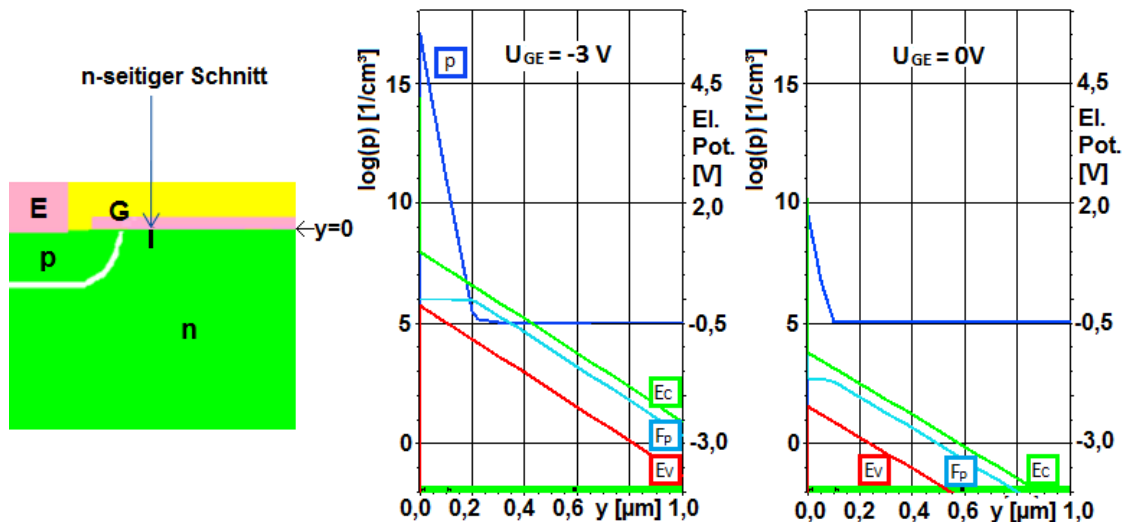


Abb. A7-2: Der MOSFET-Steuerkopf einer per FEM simulierten Gatestruktur mit den Banden und der Löcherdichte entlang des eingezeichneten n-seitigen Schnittes bei  $U_{GE} = -3 \text{ V}$  (mit Inversionsschicht) und bei  $U_{GE} = 0 \text{ V}$  (ohne Inversionsschicht), bei jeweils 1kV Zwischenkreisspannung.

Bei stark negativen Gate-Emitterspannungen unterhalb von  $U_{CGE \min}$  (vgl. Abb. 2.3-5), resultiert an der ans Gate angrenzenden n-Basiszone potenzialbedingt aufgrund von Bandverbiegungen eine dünne Inversionsschicht aus Löchern. Je niedriger die Zwischenkreisspannung ist, desto beständiger ist die Inversionsschicht und desto höher ist die Gate-Emitterspannung ( $U_{CGE \min}$ ) bei der sich die Inversionsschicht wieder auflöst.

## A8



Abb. A8-1: Schaltkondensatoren und deren Einsatz parallel zum IGBT für Abschaltungen zur Parameterextraktion.

Die Messdaten wurden in das Matlabprogramm aus den trc-Dateien eingelesen. Die Strommessung erfolgte mit zwei Rogowskispulen mit entgegengesetzter Polung. Der Mittelwert beider Ströme ohne Strom wurde zur Offsetkorrektur herangezogen.

## A9

Ladungsträgerverteilungsberechnung bei weiteren Betriebspunkten, jeweils anhand einer kapazitiven Kopplung mit  $0,5\mu\text{F}$ . Für konstante Leitdauer wird das Schaltbild mit einer H-Brücke nach A9-1 verwendet. Während T1 eingeschaltet ist, steigt der Strom durch T2. T1 wird abgeschaltet und leitet damit den Vorgang mit annähernd konstantem Strom durch T2 ein.

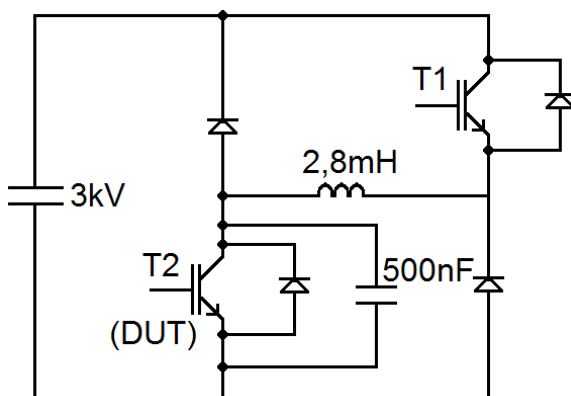


Abb. A9-1: Kapazitive Beschaltung des zu testenden IGBTs (DUT) innerhalb einer H-Brücke zur Untersuchung der Ladungsträgerverteilung.

## Anhang

- Annahmen: • für  $N_D=4,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\tau(25^\circ\text{C})=21,2\mu\text{s}$  jeweils wie gemessen  
 •  $\tau(125^\circ\text{C})=18,4\mu\text{s}$  aus  $\tau(25^\circ\text{C})$  und Gleichung 2.1-25 errechnet

Bsp.  $25^\circ\text{C}$ , 300A, FZ600R65KF1

$U_{CE}[\text{V}]$	$Q_{aus} [\mu\text{C}]$	$I_P [\text{A}]$	$t_{aus} [\mu\text{s}]$	$w_{RLZ} [\mu\text{m}]$	$p(t_{aus}, w_{RLZ})$ [ $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ]	$p_0(w_{RLZ})$ [ $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ]
850	291,95	67,26	2,3478	327,4	1,40	1,58
900	298,59	66,32	2,4474	339,4		
950	306,35	65,65	2,5648	350,9		
1550	387,67	60,58	3,8552	471,3	1,37	1,66
1600	393,21	59,54	3,9476	481,7		
1650	399,35	59,10	4,0510	490,9		

Bsp.  $25^\circ\text{C}$ , 600A, FZ600R65KF1:

$U_{CE}[\text{V}]$	$Q_{aus} [\mu\text{C}]$	$I_P [\text{A}]$	$t_{aus} [\mu\text{s}]$	$w_{RLZ} [\mu\text{m}]$	$p(t_{aus}, w_{RLZ})$ [ $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ]	$p_0(w_{RLZ})$ [ $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ]
1550	580,69	139,49	2,2582	378,4	2,33	2,59
1600	587,85	139,30	2,3096	385,4		
1650	595,05	138,93	2,3612	392,5		
2050	656,23	135,60	2,8078	447,0	1,95	2,81
2100	662,67	134,86	2,8554	453,8		
2150	670,34	134,53	2,9122	460,2		

Bsp.  $125^\circ\text{C}$ , 600A, FZ600R65KF1:

$U_{CE}[\text{V}]$	$Q_{aus} [\mu\text{C}]$	$I_P [\text{A}]$	$t_{aus} [\mu\text{s}]$	$w_{RLZ} [\mu\text{m}]$	$p(t_{aus}, w_{RLZ})$ [ $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ]	$p_0(w_{RLZ})$ [ $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ]
850	360,75	89,63	2,5850	304,1	2,27	2,55
900	372,33	88,48	2,7148	315,3		
950	382,83	87,44	2,8342	326,3		
1550	501,07	80,32	4,2496	440,4	2,42	3,08
1600	509,88	80,46	4,3594	448,1		
1650	518,85	79,53	4,4716	457,3		

Der Anstoß der Raumladungszone an der Feldstopzone wurde zur Berechnung der Weite der Basiszone herangezogen. Dafür musste der Anstoß bei vollkommen geschlossenen MOS-Kanal unterhalb der Zwischenkreisspannung erfolgen. Das war bei 25°C und einer Abschaltung von einem Strom mit 300A gegeben. Bei der angenommenen Basisdichte von  $4,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ergab sich beim Anstoß eine Weite der Basiszone von 744µm. Gegenüber der tatsächlichen Weite von etwa 640µm ist das 16 Prozent zu viel. Sowohl mit der ermittelten Weite der Basiszone als auch mit der ermittelten Dotierung wurden innerhalb des Ladungsträgerextraktionsmodells simuliert.

Die erfassten Werte führen zu folgenden Ladungsträgerverteilungen des KF1-Moduls:

25°C (x in µm):

300A:  $p(x) = (1,390 + 0,00056x) \cdot 10^{15}$

600A:  $p(x) = (1,350 + 0,0032x) \cdot 10^{15}$

125°C:

600A:  $p(x) = (1,242 + 0,0040x) \cdot 10^{15}$

Die 600A-Werte sind plausibel. Der Ladungsträgerverlauf bei 300A widerspricht der Theorie wenn man die Ladungsträgeraufhängepunkte als konstant betrachtet. Der Ladungsträgerverlauf verläuft zu flach, wenn die Erkenntnisse der Stromdichte-Ladungsträgerbeziehung am Kollektor ( $j \sim p^2$ ) und den aus den FEM-Simulationen abgeleiteten Beziehungen am Emitter herangezogen werden (KF1-Modul).

Es wurde auch in FEM-Simulationen festgestellt, dass sich bei Abschaltung mit parallelem Kondensator der kollektorseitige Ladungsträgeraufhängepunkt war einige µs weitgehend konstant zeigt, dann aber stark abfällt. Das tritt bei normaler Abschaltung ohne kapazitive Beschaltung nicht auf und hat seine Ursache vermutlich in der verminderten p-Emittereffizienz der verwendeten IGBTs. Die tatsächliche Ladungsträgerverteilung wird daher nur nahe des Emitters und etwa mittig zwischen Emitter und Kollektor festgestellt. Bei 300A dauert der Ausräumvorgang länger als bei 600A, daher ist der zweite Ladungsträgeraufhängepunkt bei einer geringeren Kollektor-Emitterspannung aufzunehmen als hier im Bereich um 1600 V.

Die 300A-Ladungsträgerverteilung wird darum korrigiert. Ausgehend von den 600A bei 25°C und 125°C ergeben sich folgende Verteilungen, die für die Simulation des KF1-Moduls in das Ladungsträgerextraktionsmodell eingelesen werden können:

(Beispiel:

$p(744\mu\text{m})$  bei 600A sind  $3,73 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \rightarrow$  bei halbem Strom ist  $p(744\mu\text{m}) = 0,5^{0,5}$  mal so groß, also  $2,64 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Das ergibt einen Anstieg von  $1,84 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  auf 744µm, also 0,00247)

25°C:

300A:  $p(x)=(0,80+0,00247x)\cdot 10^{15}$

600A:  $p(x)=(1,350+0,0032x)\cdot 10^{15}$

75°C:

300A:  $p(x)=(0,79+0,00277x)\cdot 10^{15}$

600A:  $p(x)=(1,296+0,0036x)\cdot 10^{15}$

125°C:

300A:  $p(x)=(0,778+0,00308x)\cdot 10^{15}$

600A:  $p(x)=(1,242+0,0040x)\cdot 10^{15}$

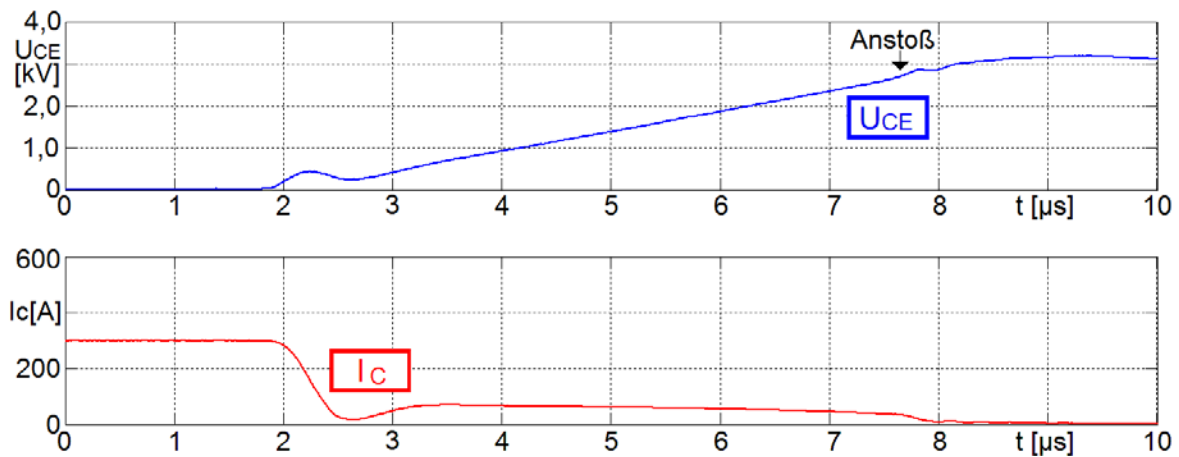


Abb. A9-2: Messung der Ladungsausräumung eines FZ600R65KF1-Moduls mit einer kapazitiven Beschaltung (500nF) zur Bestimmung der Ladungsträgerverteilung bei 25°C, 300A (Leitdauer 500μs). Der Anstoß der Raumladungszone an die Feldstoppschicht erfolgt unterhalb der Zwischenkreisspannung.

### A10

Aufnahme der Gateladekurve:

Es wird Stromquelle ans Gate angeschlossen und die Gate-Emitterspannung gemessen während die Konstantstromquelle das Gate auflädt.

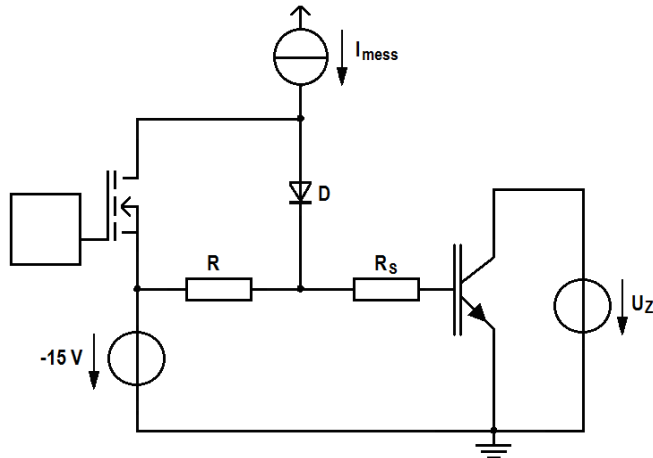


Abb. A10-1: Verwendetes Schaltbild zur Aufnahme der Gateladekurve.

In der dargestellten Schaltung liefert die Stromquelle einen Strom, der bei leitenden n-Kanal MOSFET über die in Abb. A10-1 eingezeichnete -15V-führende Spannungsquelle abfließt. Das Laden des Gates vom IGBT erfolgt, sobald der MOSFET schließt. Der Stromquellenstrom  $I_{\text{mess}}$  fließt dann hauptsächlich über die Diode in das Gate. Bei ausreichend hohem Widerstand  $R$  fließt von diesem Strom nur ein geringer Anteil in die Gatespannungsquelle zurück. Um die Sicherheit zu gewährleisten, insbesondere wenn  $U_Z$  eine hohe Spannung führt, wurde die Ansteuerung des MOSFETs durch eine Trennung des Potentials vom übrigen Kreis versorgt. Die Gateansteuerung für den MOSFET erfolgt in Abhängigkeit eines Lichtsignals, welches das Ein- und Ausschalten des MOSFETs berührungslos ermöglicht. Die Stromquelle wurde als Stromspiegel realisiert.

(gemessener Wert von  $R_S$ : 1,0006k $\Omega$ )

## Verwendete Geräte/Bauelemente:

- Standardtreiber für den MOSFET
- MOSFET IRFZ44VZ
- 2 Transistoren der Sorte BC415B
- verschiedene Widerstände und Leitungen
- Spannungsquelle Voltcraft VLP-2403 PRO (zur Spannungsversorgung des Stromspiegels und der Gate-Emitterspannungsversorgung des IGBT)
- Diode F4007 1233
- Hochspannungserzeuger: Heinzinger HNC (für  $U_Z$  bei Hochspannung)
- Oszilloskop Le Croy Wavesurfer 64MXs-B
- Tastkopfe Le Croy PP009 (zur Messung der Spannung)
- Trenntransformator, damit das Oszilloskop seine Masse genau am Emitter haben konnte
- Spannungsversorgung PS-302 A (für  $U_Z$  bei Niederspannung – hier 10V)

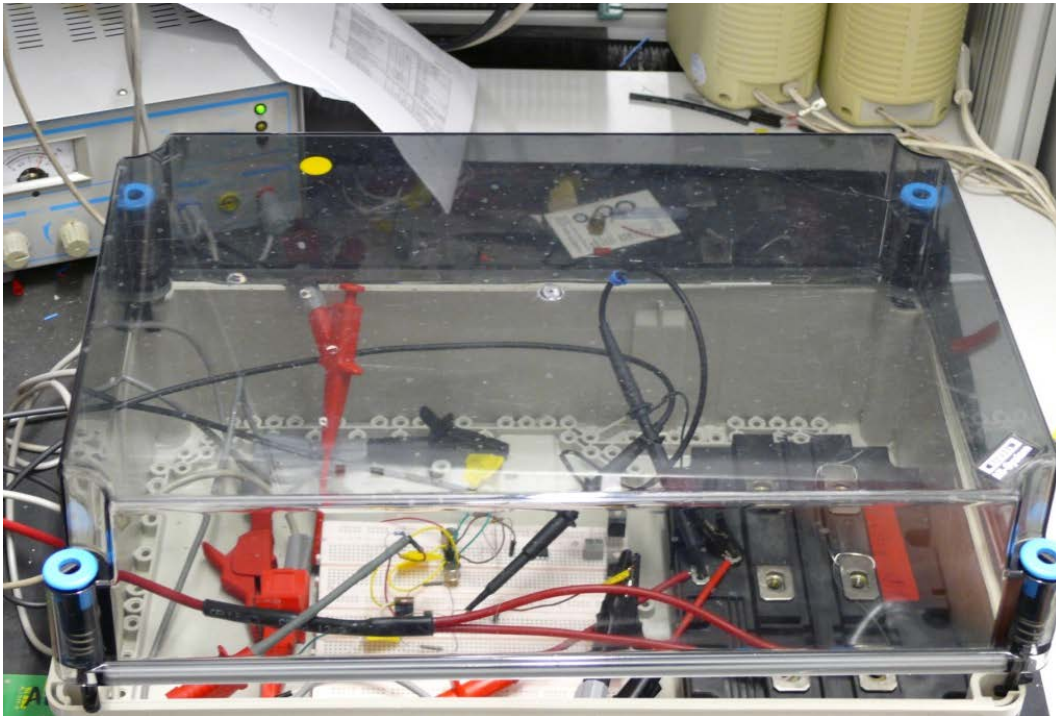


Abb. A10-2: Messung Gateladekurve innerhalb eines Schutzgehäuses, sichtbar ist u.a. der Steuerkreis und ein IGBT-Modul.

Einige Messkurven (rot jeweils der Gateadestrom, blau die Gate-Emitterspannung) sind in Abb. A10-3 gezeigt:

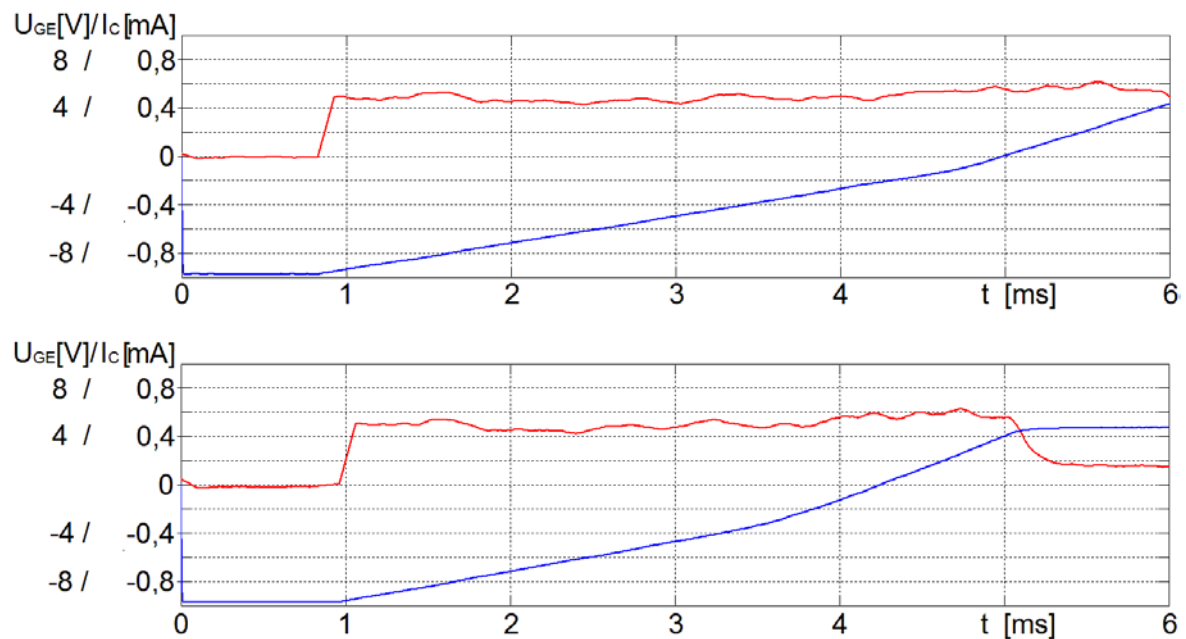


Abb. A10-3: Verschiebung des  $U_{GE \min}$  bei höherer Zwischenkreisspannung im unteren Bild ( $U_Z=2,0kV$ ) gegenüber dem oberen ( $U_Z=10V$ ) bei  $25^\circ C$  mit dem FZ600R65KF2-Modul.

### A11

#### Aufnahme der Transferkennlinie:

Für die Durchführung wurde Gate und Kollektor des zu testenden IGBTs kurzgeschlossen. Die Aufnahme erfolgte in folgender Schaltung:

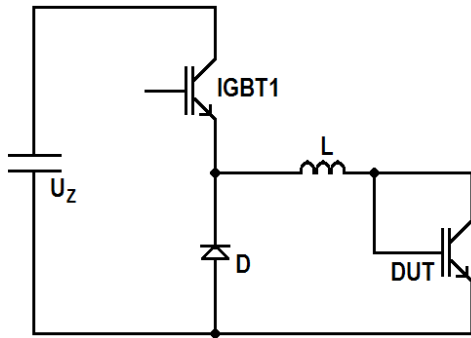


Abb. A11-1: Verwendetes Schaltbild zur Aufnahme der Transferkennlinie. Das zu testende Modul ist das DUT („device under test“).

#### Umsetzung:

IGBT1 und Diode wurde innerhalb von vorhandenen IGBT-Modulen genutzt. Die einzige Anforderung war, dass IGBT1 ausreichende Stromtragfähigkeit gewährleistet. Da für  $U_Z$  nur ein kleiner Wert von maximal 100V ausreichte, um ausreichend hohe Ströme im getesteten DUT hervorzubringen, musste IGBT1 auch kein 6,5kV-IGBT sein. Nach Einschaltung und ausreichender Leitdauer (von ca. 1000 $\mu$ s) wurde IGBT1 abgeschaltet. Nach beginnender Abschaltung sinkt Strom und Spannung am DUT und wurde für die Aufnahme der Transferkennlinie genutzt.

Werte:  $U_Z=100\text{V}$ ,  $L=100\mu\text{H}$ ,  $C(U_Z)=9\text{mF}$ , Aufladung des Zwischenkreiskondensators mit einem Kondensatorladegerät.

#### Verwendete Geräte/Bauelemente:

- Kondensatorladegerät WU09-10648 (Ausgangsstrom bis 8A, Ausgangsspannung bis 1000V, Versorgungsspannung 230VAC  $\pm$  10 %)
- Tastkopfe Le Croy PP009 (zur Messung der Spannung)
- Stromwandler LT 1005-S/SP37 (von Fa. LEM, Primärnennstrom 2000A, Genauigkeit dyn. <0,3%)
- Oszilloskop Le Croy Wavesurfer 104MXs-B



Weitere ermittelte Polynomformeln aus den Messergebnissen des KF1- und KF2- Moduls bei 25°C und 125°C:

*FZ600R65KF1:*

25°C: ( $U_{TH} \approx 7,5V$ )

$$j_n(\text{MOS}) = 0,75 \cdot (7,893 \cdot U_{GE}^3 - 163,954 \cdot U_{GE}^2 + 1125,316 \cdot U_{GE} - 2522,592)$$

125°C: ( $U_{TH} \approx 7,0V$ )

$$j_n(\text{MOS}) = 0,75 \cdot (-1,055 \cdot U_{GE}^3 + 75,547 \cdot U_{GE}^2 + 964,078 \cdot U_{GE} + 3433,288)$$

*FZ600R65KF2:*

25°C: ( $U_{TH} \approx 8,0V$ )

$$j_n(\text{MOS}) = 0,75 \cdot (11,760 \cdot U_{GE}^3 - 292,72 \cdot U_{GE}^2 + 2426,3 \cdot U_{GE} - 6692,50)$$

125°C: ( $U_{TH} \approx 7,5V$ )

$$j_n(\text{MOS}) = 0,75 \cdot (5,6583 \cdot U_{GE}^3 - 119,18 \cdot U_{GE}^2 + 835,92 \cdot U_{GE} - 1950,10)$$

- 1) Das vorgestellte Ladungsträgerextraktionsmodell eignet sich für die Simulation des Abschaltverhaltens von HV-IGBTs und wird vollständig aus Messungen parametrisiert.
- 2) Die Messung der Sperrschichtkapazität zur Bestimmung der Basisdotierung eignet sich für IGBTs, jedoch nicht für IGBT-Module. Die Basisdotierung der IGBTs innerhalb von Modulen kann zerstörungsfrei durch Abschaltungen mit kapazitiver Beschaltung vorgenommen werden.
- 3) Beim Ladungsträgerextraktionsmodell dominieren die mobilen Ladungen gegenüber der Basisdotierung das IGBT-Abschaltverhalten. Für die korrekte Simulation sind gewisse Genauigkeitsgrenzen gestattet. Das normale Abschalten mit bis zu 30% Abweichung zur tatsächlichen Dotierung führt zu keinen nennenswerten quantitativen Unterschieden in den Schaltverläufen, wirkt sich jedoch nachteilig bei der Parameterextraktion aus.
- 4) Die Ladungsträgerverteilung wird mindestens dreimal aufgenommen, so dass zwei Messwertepaare existieren, ein Paar mit gleichem Strom und unterschiedlicher Temperatur (25°C und 125°C) und ein Paar mit zwei verschiedenen Stromdichten (z.B. halbe und volle Nennstromdichte) bei gleicher Temperatur. Daraus folgt die Ladungsträgerverteilung für alle anderen Betriebspunkte ohne erneutes Ausmessen.
- 5) Im Ladungsträgerextraktionsmodell ist die Rückwirkung des Kollektors auf das Gate anhand der IGBT-internen Feldstärken implementiert. Sofern die Ladungsträgerkonzentration im Durchlass bekannt ist, brauchen keine weiteren Parameter in Abhängigkeit der jeweils zu simulierenden Arbeitspunkte geändert werden.
- 6) Im Modell wurde die Avalancheabhängigkeit nach Fulop getestet. Dabei wurde ein und dieselbe effektive Avalancheabhängigkeit für beide Ladungsträgersorten eingefügt. Der dabei auftretende Avalanche war zu stark im Vergleich zur Realität. Das zeigte sich in den Simulationsergebnissen im Vergleich zu den Messungen.
- 7) Der Millerrückgriff ließ sich so genau bestimmen, dass im Anstieg der Kollektor-Emitterspannung eine weitestgehende Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messungen erzielt werden konnte. Anhand der Simulation bestimmter Schaltbedingungen (intrinsisches und nicht intrinsisches Abschalten) konnte nachgewiesen werden, dass die Bestimmung der Ladungsträgerverteilung aus der Parameterextraktion nicht so zuverlässig wie erhofft ausfiel.
- 8) Das Ladungsträgerextraktionsmodell arbeitet qualitativ korrekt und zeigt besonders unter kritischen Schaltbedingungen Vorteile gegenüber Standard-Schaltkreismodellen, Reserven bestehen hinsichtlich der Parameterextraktion und in der Implementierung der korrekten Avalancheabhängigkeit.

# Erklärung

---

Ich versichere, dass ich diese Dissertation selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst und andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt habe. Die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommene Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

.....  
Ort, Datum                      Unterschrift